

ORSAY
Série A
N° d'ordre
822

T H E S E

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITE PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par

Jacques BESANÇON

CONTRIBUTION A L'ETUDE
DE LA COMPRESSION DE CHAMP MAGNETIQUE INTENSE
PAR IMPLOSION D'UN TUBE METALLIQUE

Soutenue le 15 octobre 1971, devant la Commission d'Examen

MM. DELCROIX Président

PAUTHENET

RIOUX

BRIN

DELOBEAU

Examineurs

T H E S E

PRESENTEE

**AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITE PARIS-SUD**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par

Jacques BESANÇON

**CONTRIBUTION A L'ETUDE
DE LA COMPRESSION DE CHAMP MAGNETIQUE INTENSE
PAR IMPLOSION D'UN TUBE METALLIQUE**

Soutenue le 15 octobre 1971, devant la Commission d'Examen

MM. DELCROIX

Président

PAUTHENET

RIOUX

Examineurs

BRIN

DELOBEAU



A mes parents

*Qu'on ne dise pas que je n'ai rien dit de nouveau,
la disposition des matières est nouvelle.*

PASCAL

REMERCIEMENTS

La présente étude a été effectuée à la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Energie Atomique.

Sur le conseil de Messieurs les Professeurs R. PAUTHENET et M. FALLOT de la Faculté des Sciences de Grenoble, mes Maîtres, et avec le bienveillant concours de Messieurs les Professeurs J.L. DELCROIX, qui m'a fait l'honneur d'être Président du Jury et Ch. RIOUX de la Faculté des Sciences de Paris, j'ai entrepris la rédaction de ce mémoire en vue de l'obtention du Doctorat ès-Sciences Physiques ; je leur exprime ma profonde gratitude pour leurs encouragements et leurs directives.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur A. BRIN qui, à la tête du Service de Physique Générale, m'avait proposé le sujet de l'étude, à Monsieur F. DELOBEAU, son successeur, qui m'a prodigué ses conseils et corrigé mon travail, et à Monsieur J. BERNARD pour avoir mis à ma disposition les moyens de sa section de Recherche Appliquée.

J'exprime ma reconnaissance à mes collègues ingénieurs, Messieurs J. VEDEL et J. MORIN qui m'ont apporté leur savoir et leur aide généreuse dans l'expérimentation et à Messieurs J.P. PLANTEVIN et J.L. CHAMPETIER avec lesquels j'ai eu des discussions fructueuses sur la partie théorique de l'étude.

J'associe à mes remerciements mes collègues du Service de Mathématiques Appliquées pour leur assistance dans les calculs numériques en particulier Messieurs H. BARBRY et J. DELALEAU.

Enfin je voudrais remercier toute l'équipe de techniciens de mon Groupe pour leur collaboration dévouée dans les casemates de tirs et au laboratoire et toutes les personnes qui ont participé à la publication de ce mémoire en particulier Mademoiselle GAUDIN.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543714_0041

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA COMPRESSION
DE CHAMP MAGNETIQUE INTENSE
PAR IMPLOSION D'UN TUBE METALLIQUE

par

Jacques BESANÇON

- E R R A T A -

- p. 11, l. 19, lire : ... champs finals ...
p. 22, l. 7, lire : ... effet Joule sont égales ...
p. 24, l. 25, lire : Cette expression ...

p. 29, l. 19, lire : $\lambda = \exp \left[- \int_0^t \frac{H - H_i}{H} \cdot \frac{dt}{t_d} \right]$

- p. 31, l. 6, lire : ... point M, à la paroi interne ...
p. 40, l. 25, lire : ... exponentielle ...
p. 60, l. 14, lire : ... géométrie $\varnothing = 100$ mm ...
p. 67, l. 9, lire : ... champs finals ...
p. 72, l. 1, lire : ... retrouver la loi ...
p. 79, l. 9, lire : ... champs finals ...
p. 93, l. 2, lire : ... (intervalle ...) ...
p. 103, l. 15, lire : ... alors $B_e / \sqrt{a}$.
p. 131, l. 10, lire : ... champs finals ...
p. 131, l. 11, lire : ... [48] ...
p. 149, intervertir dans le tableau : Cuivre avec Acier
p. 152, l. 4, lire : ... Bobine H M4.

p. 170, l. 17, lire : ... $+ \frac{(H-H_e)k'e \int_0^t \left(\frac{H-H_e}{t_0+t} \right)^2 dt}{(t_0+t) \left[1 + \left(\frac{t-t_1}{t_1} \right)^2 \frac{d^2}{r_1^2} \right]^{1/2}} = 0$

- p. 172, l. 31, lire : ... aucun essai ...

p. 187, l. 17, lire : $H = \frac{H_i}{\epsilon} e^{-\frac{uy_i}{2\chi}} \cdot (y_i + \epsilon - y)e^{\left(\frac{uy}{2} - \frac{u^2 t}{4\chi^2} \right)}$

TABLE DES MATIERES

	pages
REMERCIEMENTS	1
TABLE DES MATIERES	3
INTRODUCTION	7
CHAPITRE I	
PRINCIPES DE LA COMPRESSION DE CHAMP PAR EXPLOSIF	13
I - THEORIE SIMPLIFIEE DE L'EXPERIENCE	13
I-1. Premier modèle	13
I-2. Hydrodynamique	14
I-3. Dynamique du liner en présence de pression magnétique	20
I-4. Bilan énergétique du liner	22
I-5. Equations de la magnétohydrodynamique (M.H.D.)	23
I-6. Diffusion du champ H	26
I-6.1. Equations générales de la diffusion du champ - Epaisseur de peau δ	26
I-6.2. Cas du milieu infini au repos à $\sigma = \text{Cte}$	27
I-6.3. Variation du flux dans un liner implosé à la vitesse V	29
I-6.4. Diffusion à travers un cylindre conducteur mince	31
I-7. Evolution de la température - Loi de la conductivité σ	34
I-8. Conclusions sur l'étude simplifiée de la compression de champ	39
II - THEORIE APPROFONDIE DE L'EXPERIENCE	43
II-1. Remarques préliminaires	43
II-2. Equations de la M.H.D. en variable de Lagrange	44
II-3. Equations de l'hydrodynamique en variable de Lagrange	46
II-4. Application de la mise en équation de la compression de flux	51

II-4.1. Traitement de la diffusion d'un liner au repos	51
II-4.2. Simulation d'une compression de champ	54
II-4.3. Cas d'une compression réelle avec explosif	65
II-4.4. Etude de la vaporisation des couches centrales	71
II-4.4.1. Blocage de la conductivité σ	71
II-4.4.2. Blocage de σ et annulation de J_0 et E_0 dans les couches centrales	75
II-4.5. Extrapolations et comparaisons	78
II-4.5.1. Extrapolations en fonction du champ initial et de la géométrie	78
II-4.5.2. Comparaison des liners en acier ou en cuivre	79

CHAPITRE II

RECHERCHE DES CHAMPS TRES ELEVES	85
----------------------------------	----

I - REALISATIONS EXPERIMENTALES	85
---------------------------------	----

I-1. Le liner et les problèmes d'instabilités	85
I-1.1. Qualités demandées au liner	85
I-1.2. Instabilité d'une interface soumise à une accélération	87
I-1.3. Stabilisation des défauts de surface par le champ magnétique	90
I-1.4. Le chauffage de surface et le micro-écaillage	97
I-1.5. Liners multicouches	97
I-1.5.1. Déformations prématurées d'une couche mince très conductrice	97
I-1.5.2. Défauts d'homogénéité du milieu inter- médiaire	99
I-2. Les bobines de champ	102
I-2.1. Définition	102
I-2.2. Bobines-solénoïdes	103
I-2.3. Bobine de Helmholtz	105
I-2.4. Efforts mécaniques	108
I-2.5. Réalisation pratique des bobines	108
I-3. Le banc d'énergie	113
I-3.1. Le câblage	113
I-3.2. L'éclateur	117

I-4. Processus expérimentaux de tir	121
I-4.1. Schéma, chronologie et mesure des essais	121
I-4.2. Diagnostic optique et électrique	124
I-4.2.1. Les caméras opto-mécaniques	124
I-4.2.2. Les sondes magnétiques	126
II - RESULTATS DES ESSAIS	131
II-1. Tirs de performance avec bobines solénoïdes et liners en acier	131
II-1.1. Montage	131
II-1.2. Diagnostic et résultats	133
II-2. Tirs de performance - Bobines de Helmholtz et différents types de liner	141
II-2.1. Montages et diagnostics	141
II-2.1.1. Bobines de Helmholtz	141
II-2.1.2. Liners	142
II-2.1.3. Diagnostic	144
II-2.2. Résultats	145
II-2.3. Interprétation	147
CHAPITRE III	
RECHERCHE DU REBONDISSEMENT	157
I - DEFINITION DU PROBLEME	157
I-1. Difficultés d'observation du phénomène	157
I-2. Conditions physiques de rebondissement	158
I-3. Conditions d'essais	159
II - MONTAGE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX	159
II-1. Montage de l'ensemble liner, bobine, implosor	159
II-2. Résultats des essais	161
II-2.1. Résultats globaux	161
II-2.2. Interprétation de l'observation optique	162
II-2.3. Obtention du passage du champ par un maximum sans observation optique simultanée	165

III - EXPLICATION DU PHENOMENE	169
III-1. Interprétation théorique	169
III-2. Considérations énergétiques et conclusion	171
CONCLUSION	175
ANNEXE I	
VARIATION DU FLUX CONTENU DANS UN LINER CYLINDRIQUE IMPLOSE	177
ANNEXE II	
DIFFUSION D'UN CHAMP H EN MILIEU AU REPOS, INFINI, A UNE DIMENSION	179
ANNEXE III	
EQUATIONS DE LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE	183
ANNEXE IV	
EQUATION DE DIFFUSION DE H DONNEE EN (41) ET SA RESOLUTION	185
ANNEXE V	
CALCUL DE LA DECHARGE ELECTRIQUE D'UNE LIGNE DE n CONDENSATEURS DANS UNE IMPEDANCE L_o	189
REFERENCES	201

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA COMPRESSION DE CHAMP MAGNETIQUE INTENSE PAR IMPLOSION D'UN TUBE METALLIQUE

INTRODUCTION

1 - Au cours des quinze dernières années, de nombreux laboratoires ont développé des techniques permettant d'atteindre des champs magnétiques intenses dépassant les 100.000 oersteds. Ces recherches ont abouti à des réalisations spectaculaires en créant dans le domaine des champs continus des machines délivrant des champs supérieurs au chiffre précédemment indiqué. On utilise en général des bobines sans fer refroidies à l'eau et alimentées par des génératrices à forte intensité. Au laboratoire du M.I.T., F. BITTER /1/ a mis au point des machines où des puissances de l'ordre de 10 MW sont mises en jeu et des champs de 200.000 oersteds sont obtenus dans des cavités cylindriques de diamètre voisin du centimètre.

Dans le domaine des champs transitoires durant quelques dizaines de microsecondes, on utilise de préférence les décharges de bancs de condensateurs dans des bobines solénoïdes ; cette méthode a permis de dépasser le million d'oersteds avec des bobines qui ne résistent qu'à une seule décharge et qui présentent une cavité de diamètre utile inférieur au centimètre. Cette voie a été suivie par FURTH et WANIEK /2/ puis par FONER /3/ et récemment par SHEARER /4/.

Les difficultés d'ordre technologique introduisent des limitations à ces méthodes ; elles proviennent de deux causes essentielles :

- les performances limitées des bancs d'énergie ou des machines tournantes capables de délivrer de forts courants, comme la machine de RIOUX /5/ ;

- la tenue des bobines aux efforts électrodynamiques et thermiques. Il est en effet difficile de construire des bobines parfaitement refroidies par un fluide extérieur et aptes à résister à des efforts considérables pendant un grand nombre de décharges.

A côté de ces méthodes classiques, il en existe une autre qui permet d'obtenir des champs plus élevés allant jusqu'à plusieurs mégaoersteds dans des cavités de rayon de l'ordre du millimètre et pendant un temps de l'ordre de la microseconde. Il s'agit de la compression de flux magnétique par tube conducteur implosé. Nous y consacrons la présente étude en remarquant que cette technique ne dérive pas historiquement des réalisations de bobines à champ fort. C'est dans le cadre du Manhattan Project à Los Alamos qu'elle fut développée à propos des recherches relatives aux diagnostics d'implosion par explosif. L'implosion d'un corps opaque était suivie et mesurée par la variation d'un champ magnétique piégé par un tube ajusté à ce corps.

Dans tout ce qui suit nous utilisons de préférence le système d'unités C.G.S.-U.E.M. et quelques unités courantes légales et facilement convertibles comme le joule, le volt, le kilobar etc...

- 2 - Le principe de fonctionnement de la compression de champ est le suivant : on considère un tube conducteur de dimensions finies appelé liner en accord avec une terminologie anglo-saxonne passée dans l'usage courant. Ce liner est traversé par un champ uniforme H_1 parallèle à son axe et créé par exemple par un aimant permanent (fig. 1). Le flux d'induction ψ_1 contenu dans le liner de section S_1 est alors $\mu_0 H_1 S_1$. Le liner est implosé cylindriquement dans le champ H_1 . Cette mise en mouvement entraîne une variation du flux intérieur qui s'exprime par la loi :

$$(1) \quad \frac{d\psi(t)}{dt} = - R(t) i(t)$$

où $i(t)$ représente le courant azimuthal induit et $R(t)$ la résistance du circuit parcouru par $i(t)$. Ce circuit fermé possède une self-inductance $L(t)$

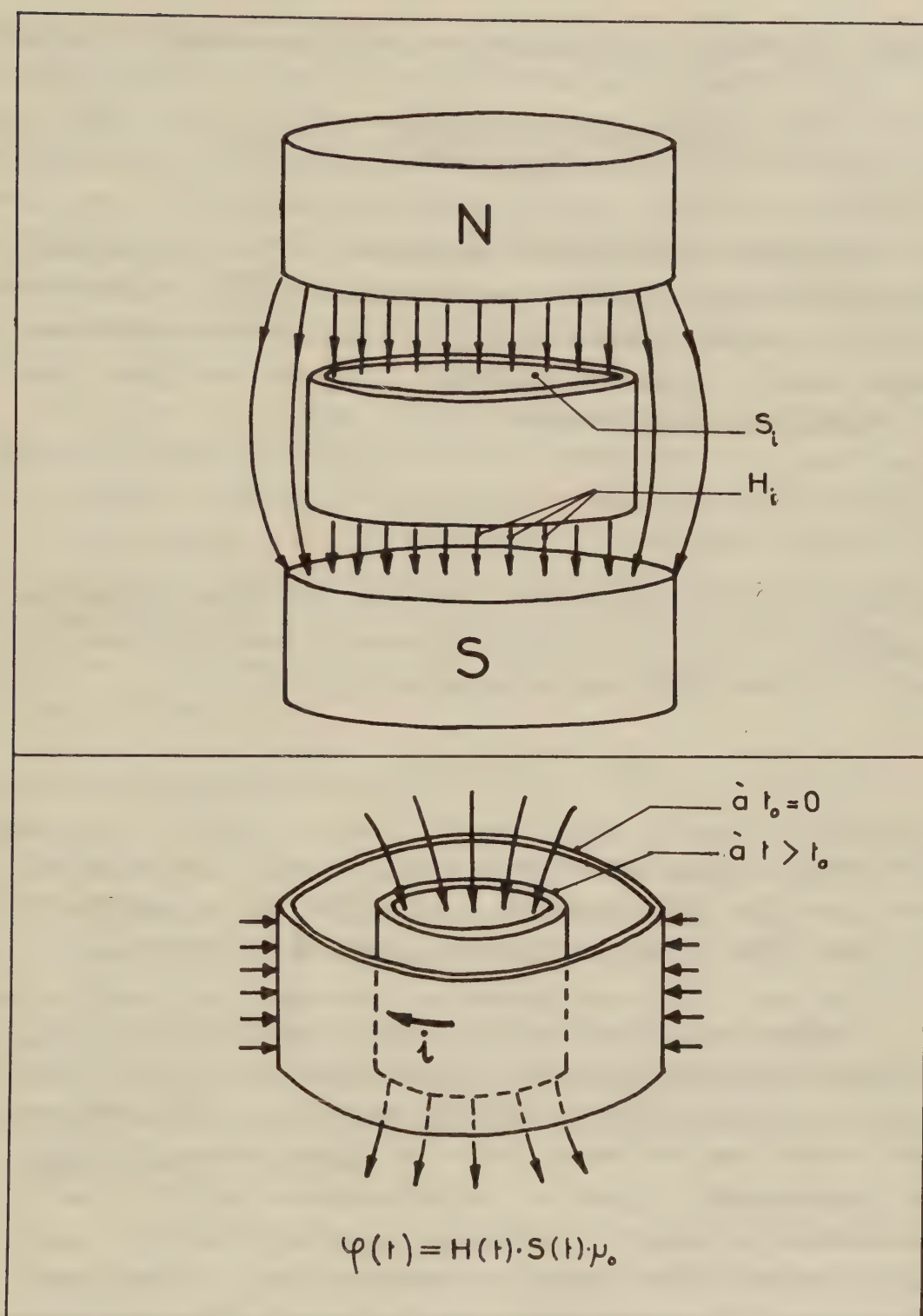


FIG. 1 - Principe de la compression de flux par un liner métallique implosé cylindriquement.

et le flux $\varphi(t)$ vaut à tout instant $L(t) i(t)$. L'expression (1) devient :

$$(2) \quad i(t) \frac{dL(t)}{dt} + L(t) \frac{di(t)}{dt} = - R(t) i(t)$$

En première approximation la résistance $R(t)$ est supposée beaucoup plus petite que la variation de self-inductance $\frac{dL(t)}{dt}$. Cette hypothèse signifie que les pertes d'énergie par effet Joule sont considérées comme négligeables devant le travail de compression. Dans ces conditions l'équation (2) s'intègre et prend la forme :

$$(3) \quad i(t) L(t) = i_1 L_1 = \varphi_1$$

φ_1 étant le flux à l'instant initial. L'équation (3) indique que le flux est conservatif : $\varphi(t) = \varphi_1$. Si $S(t)$ représente la section du tube à l'instant t , le champ $H(t)$ s'exprime alors par la loi :

$$(4) \quad H(t) = H_1 S_1 / S(t)$$

$S_1/S(t)$ mesure le taux de compression du liner et nous l'appelons a . La valeur de a peut être très importante, de l'ordre de 100. Le champ correspondant atteint alors 10 mégaoersteds si H_1 vaut 100 kiloersteds.

L'énergie magnétique du circuit inductif vaut $1/2 L(t) i^2(t)$. Son taux d'accroissement par rapport à l'énergie initiale $1/2 L_1 i_1^2$ est exactement a ; de plus la densité d'énergie magnétique $P_M = \frac{B^2}{8\pi}$ créée dans la cavité, atteint pour des champs élevés des valeurs énormes. Pour un champ de 5 mégaoersteds, P_M est de l'ordre du mégabar, soit 10^5 J.cm^{-3} . Ces considérations de pression et d'énergie justifient en partie l'emploi de l'explosif chimique comme facteur de compression car l'explosif emmagasine en moyenne 4 MJ par kilogramme soit 7.10^3 J.cm^{-3} . L'explosif rapide

est aussi bien adapté à ces expériences car il impluse un liner dans des temps courts (quelques μs) et les pertes de flux par diffusion en sont limitées. Notons enfin que l'implosion cylindrique peut être assurée par l'action des forces électromagnétiques centripètes que subit un circuit cylindrique dans un champ magnétique axial. Ce type d'implosion connu sous le nom "d'effet CNARE" a été développé par CNARE [6/ et étudié par LATAL [7/; il peut produire un champ de 2 mégaoersteds pendant une microseconde environ et dans un volume cylindrique de diamètre voisin du millimètre.

Plusieurs laboratoires ont développé avec succès la technique de l'implosion de champ par explosif. D'abord FOWLER [8/ à Los Alamos en 1960 puis HERLACH et KNOEPFEL [9/ à Frascati en 1964, LEWIN [10/ à Chilton (U.K.) en 1964, SAKHAROV [11/ en U.R.S.S. en 1965, AYCOBERRY, PAPILLON, PLANTEVIN [12/, BRIN, BESANÇON, CHAMPETIER, PLANTEVIN, VEDEL [13/ à Limeil dès 1963. Les 10 mégaoersteds ont été atteints et même dépassés puisque l'équipe russe en utilisant une géométrie à grande dimension a annoncé avoir obtenu 25 mégaoersteds.

3 - Dans notre étude une première partie est consacrée à l'aspect théorique de l'expérience. Un modèle basé sur la conservation du flux fait apparaître les valeurs limites des champs finaux et la notion de rebondissement du liner ; il est complété par l'introduction du bilan énergétique, de la diffusion du champ et de l'échauffement du liner. Enfin une théorie plus élaborée, utilisant les coordonnées de Lagrange donne lieu à des traitements numériques par calculateurs et permet d'étudier dans le détail le comportement du liner implosé en présence de champ magnétique. Ce modèle complet autorise des extrapolations dans le domaine des grandes géométries et des champs initiaux très élevés.

Une deuxième partie est consacrée aux réalisations expérimentales et aux processus d'essais. Les résultats sont exposés et analysés par rapport aux prévisions théoriques. Le problème des instabilités hydrodynamiques est traité tant sur le plan théorique qu'expérimental. Des essais, l'on dégage des conditions de stabilité applicables aux liners.

Une troisième partie traite exclusivement la recherche de la phase de rebondissement du liner et précise si le passage du champ par une valeur maximale correspond ou non à ce phénomène.

Enfin en conclusion on discute les limites de la méthode de compression de champ par explosif.

CHAPITRE I

PRINCIPES DE LA COMPRESSION DE CHAMP PAR EXPLOSIF

I - THEORIE SIMPLIFIEE DE L'EXPERIENCE

I-1. Premier modèle

La géométrie cylindrique a été retenue dans toutes nos expériences de recherche de champs élevés ; le liner est implosé par un générateur d'ondes convergentes sur l'axe. Cette géométrie n'est pas la seule envisageable et l'on pourrait concevoir un système de compression en géométrie plane qui utiliserait soit le relèvement, soit le rapprochement direct par choc de deux plans conducteurs l'un vers l'autre ; des considérations géométriques simples montrent que pour atteindre un même taux de compression, l'implosion d'un cylindre est plus rapide que celle d'un système plan. Compte tenu des temps relativement courts de diffusion du champ à travers les enveloppes conductrices, le gain en temps est un facteur déterminant.

Le modèle simplifié de l'expérience est proposé dans l'hypothèse de la conservation du flux dans le liner ; la conductivité du métal est supposée infiniment grande et constante. Le flux total à l'intérieur du liner étant conservatif, on peut écrire son bilan :

$$(5) \quad B_i r_i^2 = B_f r_f^2$$

où B_1 et r_1 désignent l'induction et le rayon initiaux, B_f et r_f les mêmes valeurs finales. La figure 2 précise ces notations et montre que B_1 est créé par une bobine solénoïde placée autour du liner. L'explosif pousse vers le centre avec une pression supposée constante p'_o et la conservation de l'énergie conduit à l'expression suivante :

$$\frac{(B_f r_f)^2}{8} = \frac{(B_1 r_1)^2}{8} - 2\pi \int_1^f p'_o r dr$$

Introduisons l'induction B_e , telle que $B_e^2 = 8\pi p'_o$, qui créerait une pression magnétique équivalente à la pression de l'explosif. D'après (5) il vient $B_f = B_1 \left(\frac{r_1}{r_f}\right)^2 = B_1 a$. En associant les deux dernières équations, on trouve la relation :

$$(6) \quad r_f B_e = r_1 B_1$$

Cette dernière combinée avec les précédentes donne enfin :

$$(7) \quad B_1 B_f = B_e^2$$

On met ainsi en évidence la notion d'induction finale B_f qui est la valeur maximale que peut atteindre B à partir de B_1 et dans un montage où l'on utilise de l'explosif poussant avec la pression p'_o . On déterminera par la suite si cette valeur maximale correspond ou non à un arrêt de l'implosion, c'est-à-dire à un rebondissement mécanique du liner.

I-2. Hydrodynamique

On se propose d'étudier le mouvement du liner dû à la pression des gaz brûlés. Pour traiter cette question on a besoin de connaître la variation de pression en fonction du rayon de la couche d'explosif adjacente au liner.

L'impédance de choc du métal est supérieure à l'impédance des gaz brûlés et l'adaptation du choc à l'interface gaz-métal donne lieu à une surpression Δp_0 qui s'ajoute à la pression $\hat{p}_0$ dite de Chapman-Jouguet des gaz. Le graphique de la figure 3, tracé dans un système d'axes pression-vitesse particulière de la matière donne les courbes de détente isentropique de différents explosifs utilisés (types A, B, C) et les adiabatiques dynamiques de différents matériaux constituant le liner. Par exemple pour un explosif du type B en contact avec de l'aluminium, le point figuratif de l'état de la matière à l'interface, a une pression p'_0 qui est supérieure à $\hat{p}_0$ et vaut $\hat{p}_0 + \Delta p_0$. Le choc se propage dans la matière à la vitesse u_0 jusqu'à ce qu'il rencontre la surface libre caractérisée par une pression nulle. Dans cette zone la vitesse u_s dite de surface libre vaut à peu près $2 u_0$ [14]. Si le matériau a une faible épaisseur e , il se produit des réflexions d'ondes sur ses deux faces et en particulier sur l'interface adjacente à l'explosif. La réflexion peut être importante à cause de la différence des impédances de choc et le phénomène de "surdétonation" [15] peut apparaître et entraîner une mise en vitesse plus rapide ; l'égalité $u_s = 2 u_0$ risque d'être mise en défaut. Cependant si le liner présente une épaisseur supérieure ou égale à 1,5 mm, les effets de réflexion peuvent être négligés [16] et l'approximation sur u_s reste valable. Dans le cas du liner, u_s représente la vitesse de la surface interne du tube V_0 en l'absence de pression magnétique. V_0 vaut $2 u_0$.

Ces remarques étant faites, il convient maintenant d'étudier de près l'implosion d'un tube. C'est un phénomène compliqué et nous avons eu recours aux calculs numériques pour définir les lois de pression et de vitesse, soit $p = p(r)$ et $u = u(r)$ dans la couche d'explosif en contact avec le tube. Il faut résoudre le système d'équations qui traduisent les lois de l'hydrodynamique et les lois d'état du matériau. Nous reviendrons sur ces points dans le chapitre consacré à la théorie approfondie de l'expérience.

Trois catégories d'explosif ont été utilisées dans les calculs, les types A, B, C. Un explosif donné est caractérisé par sa pression $\hat{p}_0$, sa vitesse particulaire $\hat{u}$, sa vitesse de détonation D dans le front de détonation et sa densité de chargement ρ_0 . Ces paramètres connus jouent le rôle de valeurs initiales dans les équations de l'hydrodynamique et ils sont reliés entre eux par des relations établies selon les hypothèses de Chapman-Jouguet.

$$D = (\gamma + 1) \hat{u}$$

$$\hat{p}_0 = \rho_0 \frac{D^2}{\gamma + 1}$$

γ , coefficient polytropique des gaz brûlés, est adapté pour chaque explosif de façon que la théorie recoupe les résultats d'implosions réelles.

Les paramètres sont consignés dans le tableau I.

TABLEAU I

Catégorie d'explosif	Vitesse de détonation D cm/s	Densité ρ_0 g/cm ³	Pression C-J $\hat{p}_0$ (kilobar)	Vitesse parti- culaire $\hat{u}$ cm/s	Coef. Poly- tropique γ
A	$4 \cdot 10^5$	1,0	40	$1,5 \cdot 10^5$	1,6
B	$8,15 \cdot 10^5$	1,7	280	$2,2 \cdot 10^5$	2,7
C	$8,7 \cdot 10^5$	1,84	370	$2,3 \cdot 10^5$	2,7

Les courbes des figures 4 et 5 représentent les lois de pression $p = p(r)$ et de vitesse $u = u(r)$ de la couche d'explosif au contact d'un tube en acier inoxydable d'épaisseur $e = 2,5$ mm. L'implosoir est une couronne dont les rayons sont dans le rapport $\sqrt{2}$. Les cas correspondant aux trois catégories A, B, C d'explosif, ont été traités par le calcul.

Pour un explosif lent (type A), la figure 4 montre que la vitesse radiale du tube vaut en moyenne $2,8.10^5$ cm.s⁻¹, alors que pour un explosif plus rapide (type C) cette vitesse atteint $4,9.10^5$ cm.s⁻¹. On remarque aussi que la mise en vitesse a une durée de quelques microsecondes et qu'ensuite la vitesse d'implosion se stabilise autour d'une valeur moyenne.

Les graphiques de la figure 4 renseignent aussi sur la façon dont évolue l'épaisseur du tube. La densité de celui-ci est supposée variable dans les hypothèses de calcul ; l'épaisseur e quel que soit l'explosif utilisé, suit avec une bonne approximation une loi linéaire dans le temps :

$$(8) \quad e = e_0 \frac{t_0 + t}{t_0}$$

où e_0 est l'épaisseur initiale et t_0 un paramètre ajustable. En l'absence de champ magnétique, près de la focalisation, la vitesse d'implosion tend à augmenter comme l'indique les courbes de la figure 4.

Les graphiques de la figure 5 reproduisent les variations de pression $p = p(r)$ que subit la face externe du tube. La pression passe de la valeur $\hat{p}_0$ (condition C-J) à la valeur p'_0 après un court trajet du tube ; une première chute observable de la pression est due uniquement à la technique proprement dite du calcul. Après avoir atteint la valeur p'_0 , la pression décroît très rapidement et se stabilise autour d'une valeur qui n'est pas nulle.

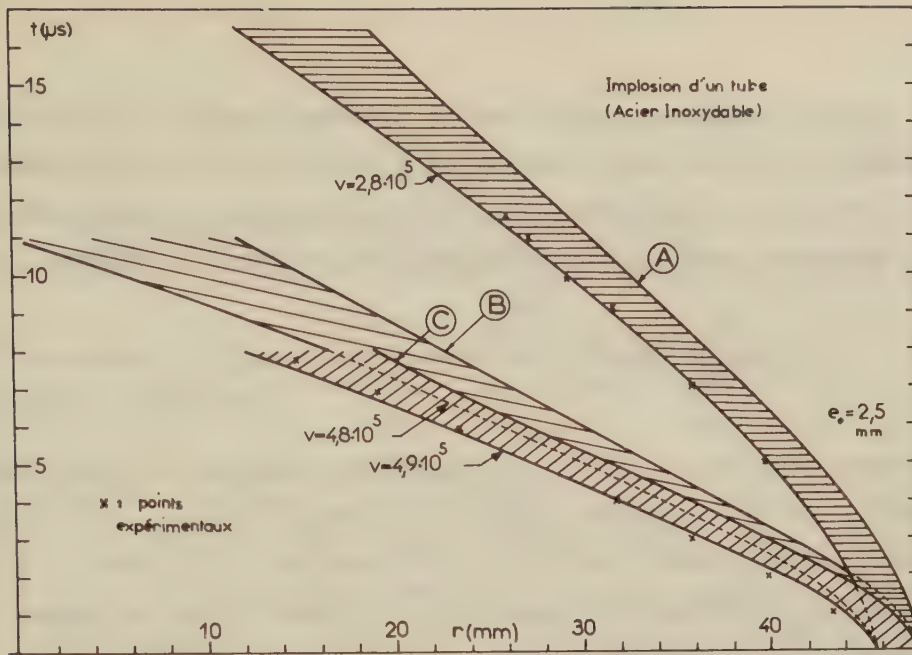


FIG. 4 - Implosion d'un tube en acier inoxydable sous l'action des explosifs A, B ou C. Loi $r = r(t)$.

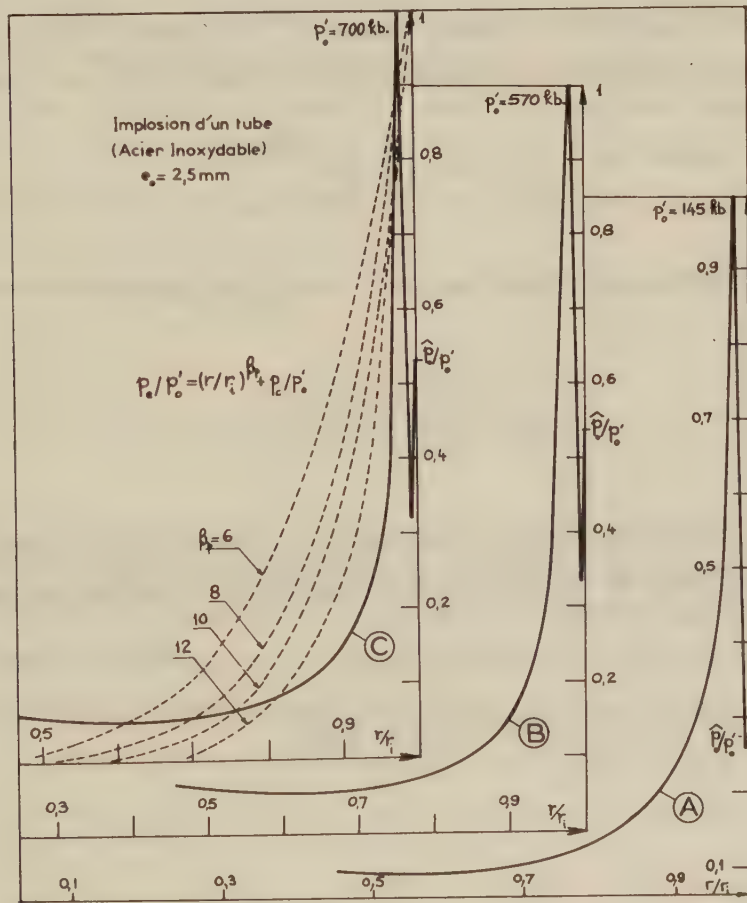


FIG.5 - Loi de pression de l'explosif dans la couche adjacente au tube imploré.

Les gaz d'explosif continuent à pousser jusqu'à la focalisation avec une pression qui est une fonction de l'épaisseur de la couronne d'explosif c'est-à-dire du coefficient β . La pression p_e appliquée au tube peut s'exprimer avec une bonne approximation par l'expression suivante :

$$(9) \quad \frac{p_e}{p'_0} = \left(\frac{r}{r_1} \right)^{\beta_p} + \frac{p_e}{p'_0}$$

(r_1 est confondu avec r'_1) ; p_e est une pression résiduelle faible mais non négligeable qui se maintient jusqu'à la focalisation. Le coefficient β_p est compris entre 5 et 15 et varie d'un explosif à l'autre ; par contre les valeurs de p'_0 directement liées à p_0 se placent dans une gamme allant de 150 kilobars à 700 kilobars.

I-3. Dynamique du liner en présence de pression magnétique

On admet l'hypothèse simplificatrice de la conservation du flux dans le liner et l'égalité (5) reste valable. La pression des gaz d'explosif est traduite par une expression simplifiée qui dérive de la formule (9) :

$$p_e = p'_0 \left(\frac{r}{r_1} \right)^{\beta_p}$$

la valeur p'_0 s'exprime en fonction de l'induction équivalente B_e et il vient :

$$p_e = \frac{B_e^2}{8\pi} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{\beta_p}$$

On écrit alors l'équation de la dynamique du liner soumis à une force de pression de l'explosif et à une force antagoniste de pression magnétique de la cavité

$$M \ddot{r} = - 2 \pi r \left(p_e - \frac{B_e^2}{8\pi} \right)$$

soit :

$$(10) \quad M \ddot{r} + \frac{r}{4} \left[B_e^2 \left(\frac{r}{r_1} \right)^{\beta_p} - B_1^2 \left(\frac{r_1}{r} \right)^4 \right] = 0$$

M représente la masse par unité de hauteur de l'ensemble implosé : liner, isolant et bobine solénoïde.

A un certain instant t_r qu'on définit comme étant celui du rebondissement, le liner est suffisamment décéléré pour que sa vitesse soit nulle ($\dot{r} = 0$). On admet que B_1 est beaucoup plus petit que la valeur B_r atteinte au rebondissement ; l'équation (10) après multiplication par $2 \ddot{r}$ et intégration donne une relation entre les inductions :

$$(11) \quad B_r = \frac{B_e^2}{B_1} \frac{2}{\beta_p + 2}$$

l'expression (11) démontre l'existence d'une induction théorique maximale au rebondissement qui dans les hypothèses admises ne dépend que de l'explosif et de l'induction initiale B_1 . Dans le cas où l'explosif pousse à pression constante p_0 , le coefficient β_p est nul ; le temps t_r de rebondissement et le rayon correspondant r_r se calculent facilement :

$$(12) \quad t_r = \frac{\pi \sqrt{M}}{B_e}$$

$$(13) \quad r_r = r_1 \frac{B_1}{B_e} \sqrt{\frac{\beta_p + 2}{2}}$$

A l'aide des modèles théoriques simplifiés qui fournissent les résultats formulés en (7) et en (11), on voit que l'implosion ne peut créer que des champs finals limités. La suite de l'étude qui introduit le bilan d'énergie et la diffusion montrera que ces limites sont optimistes.

I-4. Bilan énergétique du liner

Le liner est équivalent à un système de particules matérielles traversé par un flux d'énergie électromagnétique. Ce flux entre par sa surface intérieure S_i adjacente à la cavité, et sort par sa surface extérieure S_e ; il est égal au flux du vecteur de Poynting $\vec{R} = \vec{E} \times \vec{H}$. La perte de puissance magnétique W_M emmagasinée dans le liner proprement dit et la perte de puissance dissipée par effet Joule est égale au flux sortant de $\vec{R}$.

$$(14) \quad \int_{S_i} (\vec{E}_i \times \vec{H}_i) \cdot d\vec{S}_i - \int_{S_e} (\vec{E}_e \times \vec{H}_e) \cdot d\vec{S}_e = - \frac{\partial W_M}{\partial t} - \int_V \vec{E} \cdot \vec{J} \, dz$$

La densité de puissance calorifique $\vec{E} \cdot \vec{J}$ vaut alors :

$$(15) \quad \vec{E} \cdot \vec{J} = - \frac{\partial W_M}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\vec{E}_i \times \vec{H}_i) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{E}_e \times \vec{H}_e)$$

Les particules matérielles du système, considérées en équilibre thermodynamique, subissent une variation dans le temps de leur densité d'énergie interne $\mathcal{E}$; cette variation est due au travail de compression du milieu matériel ambiant et à l'apport de densité d'énergie calorifique provenant d'une source extérieure ; dans le cas où sont négligées la viscosité et la conductivité thermique, il vient :

$$(16) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \mathcal{E} + \rho \frac{\vec{u}^2}{2} \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \left(\mathcal{E} + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) + p \vec{u} \right] = \rho \frac{\partial Q}{\partial t}$$

La densité $\frac{\partial Q}{\partial t}$ est apportée par le flux d'énergie électromagnétique. C'est le seul terme d'échange entre l'énergie interne des particules et l'énergie électromagnétique [17]. Les forces dues à l'action du champ sur le courant contribueront à augmenter la quantité de mouvement du système ; la pression p introduite précédemment est liée à la matière ; elle correspond au flux des quantités de mouvement à travers la surface du système et n'est pas augmentée de la pression locale du champ magnétique.

L'expression de la densité de puissance totale du liner s'écrit alors :

$$(17) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\xi + \frac{u^2}{2} \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{u} \left(\xi + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{p}{\rho} \vec{u} \right] + \frac{\partial W_M}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{E}_i \times \vec{H}_i) - \vec{\nabla} \cdot (\vec{E}_e \times \vec{H}_e) = 0$$

L'ensemble explosif-liner-cavité constitue le système global d'implosion de champ. L'énergie potentielle de l'explosif et l'énergie magnétique initiale contenue dans la cavité avant l'implosion se conservent en évoluant de la façon suivante : l'énergie cinétique des gaz de combustion de l'explosif se transforme en partie en énergies cinétique et interne propres au liner sous l'effet du travail de compression. L'énergie magnétique de la cavité est accrue par l'augmentation de l'induction, mais elle se dégrade aussi partiellement sous forme de chaleur transmise au liner et sous forme de rayonnement vers l'extérieur du système.

L'étude complète du système global consiste à écrire les équations du mouvement du milieu matériel et les équations de l'électricité à la surface et l'intérieur du liner. Il est nécessaire de poser les lois d'évolution des courants et des champs et de définir les approximations admises.

I-5. Equations de la magnétohydrodynamique (M.H.D.)

Le liner implosé est équivalent à un milieu matériel conducteur en mouvement. Les lois de la M.H.D. qui traduisent les phénomènes de l'électromagnétisme et de l'hydrodynamique peuvent s'écrire de façons différentes soit dans un repère K' attaché au milieu, soit dans un repère fixe K. C'est dans ce dernier et à l'aide des coordonnées d'Euler que nous raisonnerons quand c'est possible de le faire simplement. Les deux repères K et K' sont en translation supposée uniforme de vitesse u et les quantités cinématiques se déduisent les unes des autres par les formules de Galilée :

$$\left| \begin{array}{l} x' = x - ut \\ t' = t \\ v' = v - u \end{array} \right.$$

On suppose que le repère K' est lié au liner imploré et la vitesse V' est alors nulle. De plus la vitesse de translation u est beaucoup plus petite que celle de la lumière et les formules simplifiées de LORENTZ donnent les valeurs des champs selon les expressions suivantes :

$$(18) \quad \begin{cases} \vec{E}' = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{H} \\ \vec{H}' = \vec{H} - \vec{u} \times \vec{E} \end{cases}$$

Les indices primes sont relatifs à K' .

Ces relations montrent sans difficulté que la force $\vec{F}$ avec laquelle agit le champ électromagnétique sur une particule chargée e est un invariant :

$$(19) \quad \vec{F} = e (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{H}) = e (\vec{E}' + \vec{V}' \times \vec{H}')$$

L'expression (19) conduit à l'écriture de la quantité de mouvement d'un gaz d'électrons pris dans un volume unité dans le repère K' (ou K).

$$(20) \quad m_e n \frac{d}{dt} (\vec{v} + \vec{v}_i + \vec{v}_e) = -\vec{\nabla} p_e - n_e \left[\vec{E} + (\vec{V} + \vec{V}_i + \vec{V}_e) \times \vec{H} \right] + f(\vec{V}, \tau, \tau_e')$$

Les électrons sont caractérisés par leur masse m_e , leur nombre $n + n'$, leur pression p_e et leur vitesse relative V_e ; les ions sont au nombre de n et ont une vitesse relative V_i par rapport au milieu animé de la vitesse V . Les temps de collisions sont τ entre ions et électrons et τ_i entre ions et neutres.

On fait apparaître la loi d'ohm en introduisant la densité de courant $\vec{J} = -ne \vec{v}_e - n'e (\vec{v} + \vec{v}_i)$, la charge d'espace $\rho_e = -n'e$ et la conductivité électrique du milieu $\sigma = ne^2 \tau^*/m_e$ (τ^* est le temps de collision moyen entre τ et τ_e), soit :

$$(21) \quad \vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{H}) + \rho_e \vec{V}$$

Cette expression valable pour les gaz ionisés s'applique aux corps métalliques de conductivité σ .

Les équations de Maxwell écrites dans K ont la forme :

$$(22) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = 4\pi \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$(23) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

On porte dans (22) la valeur de $\vec{J}$ et on trouve :

$$(24) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 4\pi \left[\epsilon (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H}) + \rho_e \vec{v} \right]$$

Dans les hypothèses de la M.H.D. et dans des conditions non relativistes on néglige par rapport à $4\pi \epsilon \vec{E}$ les termes de courant de déplacement $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ et de courant de convection $4\pi \rho_e \vec{v}$ comme le montrent KULIKOVSKIY et LYUBIMOV [18]. L'équation (24) devient simplement :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 4\pi \epsilon (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H}) = 4\pi \vec{J}$$

d'où :

$$(25) \quad \vec{J} = \epsilon (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H})$$

Dans le repère K' la densité de courant $\vec{J}'$ s'écrit $\vec{J}' = \rho_e \vec{u}$; selon les hypothèses précédentes la charge d'espace étant considérée comme nulle on a : $\vec{J}' = \vec{J}$. Les champs $\vec{H}$ et $\vec{H}'$ sont égaux si l'on tient compte des formules (18) et des estimations sur le champ $\vec{E}$ présentées par les auteurs précédemment cités.

En résumé dans K' les équations de la M.H.D. sont celles présentées en (22), (23) et (25) en ajoutant les équations suivantes :

$$(26) \quad \begin{cases} \vec{H}' = \vec{H} \\ \vec{J}' = \vec{J} \\ \vec{E}' = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{H} \end{cases}$$

La forme des équations n'est pas plus simple dans K' que dans K ; dans la suite de l'étude, nous écrirons de préférence les phénomènes dans le repère fixe K selon les hypothèses adoptées, soit :

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \times \vec{H} = 4 \pi \vec{J} \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{avec } \mu_0 = 1) \\ \vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H}) \end{array} \right.$$

I-6. Diffusion du champ H

I-6.1. Equations générales de la diffusion du champ - Epaisseur de peau δ

Le liner qui présente une conductivité électrique σ assez élevée, est le milieu de diffusion du champ. On suppose qu'il est animé d'un mouvement de vitesse $\vec{v}$ que l'on considère comme constante jusqu'à la focalisation. Sa perméabilité μ_0 sera choisie équivalente à celle d'un milieu paramagnétique, c'est-à-dire égale à l'unité dans les unités C.G.S. - U.E.M. ; en effet les températures rapidement atteintes par la matière dépassent largement celle de Curie des matériaux utilisés à base de fer.

L'évolution du champ $\vec{H}$ dans le liner conducteur et perméable est donnée par le système (27). Après une première transformation (27) devient :

$$(28) \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{H}) - \vec{\nabla} \times \chi \vec{J} \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{1}{4 \pi \sigma \mu_0}$$

la conductivité σ fonction de la température T, elle-même variable avec l'abscisse, possède un gradient. L'équation (28) est à nouveau transformée et laisse apparaître dans sa partie de droite un premier terme de convection $\vec{\nabla} \times \vec{V} \times \vec{H}$ puis un terme de diffusion en $\nabla^2 \vec{H}$ et un dernier sans nom.

$$(29) \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{V} \times \vec{H}) + (\chi \nabla^2 \vec{H} - \vec{\nabla} \chi \times \vec{\nabla} \times \vec{H})$$

C'est l'expression générale d'évolution de $\vec{H}$.

I-6.2. Cas du milieu infini au repos à $\sigma = \text{Cte}$

Pour discuter la résolution de (29) on choisit le cas simple suivant : le milieu est supposé infini, au repos ($\vec{V} = 0$) et de conductivité σ constante ($\vec{\nabla} \chi = 0$). En conservant seulement la composante H_z de $\vec{H}$, qui est une fonction de l'abscisse x , l'expression (29) s'écrit dans le système monodimensionnel.

$$(30) \quad \chi \nabla^2 H_z = \frac{\partial H_z}{\partial t}$$

Pour résoudre (30) il faut admettre que $\vec{H}$ est nul partout, sauf dans une mince couche d'abscisse $x = 0$, au temps initial $t = 0$. A cet instant le champ vaut $H_{z0}(x) = A \delta(x)$, où $\delta(x)$ est la fonction delta et la constante A est définie par l'intégrale finie :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} H_{z0}(x) dx = A$$

Dans ces conditions la solution de (30) se calcule par une série de Fourier [19] selon une méthode connue en thermodynamique et s'écrit :

$$(31) \quad H_z(x, t) = \frac{A}{2 \sqrt{\pi \chi t}} \exp \left(- \frac{x^2}{4 \chi t} \right)$$

A chaque instant le champ suit une loi gaussienne de répartition spatiale. L'énergie magnétique $W(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu_0^2 H_z^2}{8 \pi} dx$, par volume, est concentrée dans une région limitée par l'abscisse $X = 2 \sqrt{2 \chi t}$ (voir note annexe II). La "vitesse de diffusion" du champ sera la vitesse de propagation de cette région, soit $\frac{dX}{dt} = V_D$.

$$(32) \quad V_D = (2 \pi \epsilon \mu_0 t)^{-1/2} = \left(\frac{2 \chi}{t} \right)^{1/2}$$

Pour les métaux bon conducteurs à température normale, V_D est de l'ordre de 2 mm/μs après 100 nanosecondes et elle augmente avec la température et diminue dans le temps. Dans le cas de l'implosion (durée 10 μs) d'un liner en acier de 2 mm d'épaisseur, la vitesse de diffusion est légèrement supérieure et le champ passe d'un bord à l'autre pratiquement en 50 ns. La courbe de distribution de H_z est stabilisée toutes les 50 ns ; en première approximation la variation de H_z d'un point M intérieur à N extérieur sur le liner est bien représentée par la droite (1) sur la figure 7. En N le champ est nul puisque le milieu extérieur est supposé très résistant (air ou vide). Compte tenu de cette remarque la perte de flux à travers un liner mince est évaluable.

L'équation de Maxwell $\vec{\nabla} \times \vec{H}_z = 4 \pi \vec{J}_\theta$ peut alors s'intégrer sur l'épaisseur e du liner qui est comparable en grandeur à l'épaisseur de peau. Elle donne une variation de H_z de sa valeur H_1 à l'intérieur jusqu'à H_e à l'extérieur ; (voir la figure 7). J_θ densité de courant tangentielle est alors approximativement constante suivant e et l'équation précédente prend la forme :

$$(33) \quad \frac{H_1 - H_e}{e} = 4 \pi J_\theta$$

I-6.3. Variation du flux dans un liner imploré à la vitesse V

En annexe I, on montre que le système (27) permet de trouver la variation du flux φ piégé dans le liner imploré à la vitesse V soit :

$$(34) \quad \frac{d\varphi}{dt} + 2\pi r \frac{J_0}{\sigma} = 0$$

A l'instant initial, le flux $\varphi = \varphi_1$ vaut $\pi r_1^2 \mu_0 H_1$; H_1 est la valeur du champ à cet instant et est égal pratiquement à la valeur H_e que prend le champ à l'extérieur ; en effet la croissance du champ H_e dans la bobine primaire est lente devant le temps de diffusion à travers le liner.

Après intégration (34) prend la forme suivante :

$$(35) \quad r^2 H(t) = r_1^2 H_1 \exp \left[- \int_0^t \frac{H - H_1}{H} \frac{dt}{2\pi e r \sigma} \right] \text{ avec } H(t) \equiv H_z(t)$$

Le liner est supposé incompressible, ce qui permet d'écrire que le produit $e.r$ est constant ; En supposant de plus que la conductivité σ ne varie pas (35) prend une forme simplifiée :

$$(36) \quad H(t) = a H_1 \exp \left[- \frac{1}{2\pi r e \sigma} \int_0^t \frac{H - H_1}{H} dt \right]$$

Il est d'usage d'introduire le temps de diffusion :

$$(37) \quad t_d = 2\pi e r \sigma$$

et le facteur de pertes de flux λ

$$\lambda = \exp \left[- \int_0^t \frac{H - H_1}{H_1} dt/t_d \right]$$

L'expression (36) s'écrit alors :

$$(38) \quad H(t) = a \lambda H_1$$

Par analogie avec la mécanique des fluides qui introduit le nombre de REYNOLDS R (R mesure le rapport de la force d'inertie à la force de viscosité et s'écrit $R = \rho V L / \mu$ où μ est la viscosité, V la vitesse du milieu et L une de ses longueurs caractéristiques), on introduit en M.H.D. le nombre de REYNOLDS magnétique R_M . Il mesure la distorsion du champ supporté par un milieu dissipatif dont la conductivité électrique est σ et la vitesse V . Ce nombre s'écrit :

$$(39) \quad R_M = \sigma \mu_0 V L$$

La vitesse de diffusion V_D prend une certaine valeur après un temps de parcours du champ, ce parcours étant L . On montre sans difficulté l'existence d'une relation entre V et V_D qui est $V/V_D = R_M$. Le nombre R_M traduit la diffusion du milieu à vitesse V donnée.

Si R_M est petit (milieu peu conducteur), la diffusion est grande. Si R_M est grand, le champ est entraîné par le conducteur. Connaissant la vitesse de diffusion V_D du champ à travers un milieu caractérisé par une conductivité constante σ et une perméabilité μ_0 , il est facile de trouver la distance δ parcourue par l'énergie magnétique au bout d'un temps t . On écrit que δ est égal à $\int_0^t V_D(t) dt$ pour des temps courts; on trouve :

$$(40) \quad \delta^2 = \frac{t}{2 \pi \sigma \mu_0}$$

La distance δ est aussi appelée "épaisseur de peau" au temps t .

I-6.4. Diffusion à travers un cylindre conducteur mince

L'hypothèse de la répartition linéaire du champ dans un conducteur borné par deux surfaces homothétiques (deux plans parallèles ou deux cylindres coaxiaux) est une approximation. Nous précisons ici l'erreur commise et calculons la répartition exacte du champ de la paroi interne du conducteur ($\bar{H} = \bar{H}_z$) point M la paroi interne ($\bar{H} = \bar{H}_e$) point N (Cf. figure 7).

L'expression (29) donne la loi d'évolution dans le temps et l'espace de $\vec{H}$. Pour mener à bien sa résolution, on doit admettre des conditions simplificatrices suivantes : le gradient de la conductivité est nul, et la vitesse d'entraînement $\vec{V}$ est constante. On trouve alors une nouvelle expression :

$$(41) \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{V} \times \vec{H}) + \chi \nabla^2 \vec{H}$$

On ne conserve que la composante $\bar{H}_z$ de $\vec{H}$ et $\bar{u}_r$ de $\vec{V}$ et l'on transforme (41) en écrivant le phénomène en géométrie cylindrique monodimensionnelle; la variable est le rayon (voir annexe IV). On trouve alors :

$$(42) \quad \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 \bar{H}_z}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial r} \left(\frac{\chi}{r} - \bar{u}_r \right) - \frac{\bar{u}_r}{r} \bar{H}_z$$

Nous ne résolvons pas cette équation dont la solution analytique se prêterait mal à une discussion et nous préférons écrire (41) en géométrie plane monodimensionnelle (voir annexe IV). On trouve alors :

$$\frac{\partial \bar{H}_z}{\partial t} = - \bar{u}_r \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial y} + \chi \frac{\partial^2 \bar{H}_z}{\partial y^2}$$

(On simplifie l'écriture en posant $\bar{u}_r = u$, et $\bar{H}_z = H$.) On désigne par Σ l'épaisseur de la plaque et par y_1 son abscisse initiale. Les solutions de

(43) obtenues en écrivant $H = P(y) \cdot Q(t)$ sont de la forme (voir annexe IV)

$$H(y, t) = (A_0 e^{\alpha_1 y} + B_0 e^{\alpha_2 y}) \exp(K_0 t)$$

La détermination des trois constantes A_0 , B_0 , K_0 nécessite la connaissance de trois conditions aux limites données par la valeur du champ de part et d'autre de la plaque et la valeur de la pente du champ sur une paroi au temps $t = 0$.

$$\left| \begin{array}{l} H(y_1, 0) = H_1 \\ H(y_1 + \varepsilon, 0) = H_e \\ \left(\frac{\partial H}{\partial y} \right)_{y_1 + \varepsilon, 0} = 0 \end{array} \right.$$

On retient une solution qui oblige à fixer K_0 parmi une gamme de valeurs possibles et la condition de pente à la paroi est légèrement modifiée (voir annexe IV).

$$(44) \quad H(y, t) = \frac{H_1}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{u}{2\chi} y_1\right) (y_1 + \varepsilon - y) \exp\left(\frac{u y}{2\chi} - \frac{u^2}{4\chi^2} t\right)$$

La figure 7 montre les courbes représentatives (2) du champ à l'instant initial t_1 et à $t > t_1$. Ces courbes ne sont pas en toute rigueur des droites mais pour une plaque mince l'hypothèse de linéarité admise précédemment est valable. Le champ est plus important dans la région gauche de la plaque ainsi que la densité de courant J_0 correspondante représentée par les courbes (2'). La droite (1') de J_0 correspond à la droite (1) de H_z . On peut affirmer dès lors que les couches de matière les plus proches du champ fort seront plus fortement chauffées par effet Joule que les autres plus éloignées. L'hypothèse de la nullité du gradient de conductivité, qui est variable dans le cas du liner avec la température, semble la plus critiquable; cette question sera reprise plus loin.

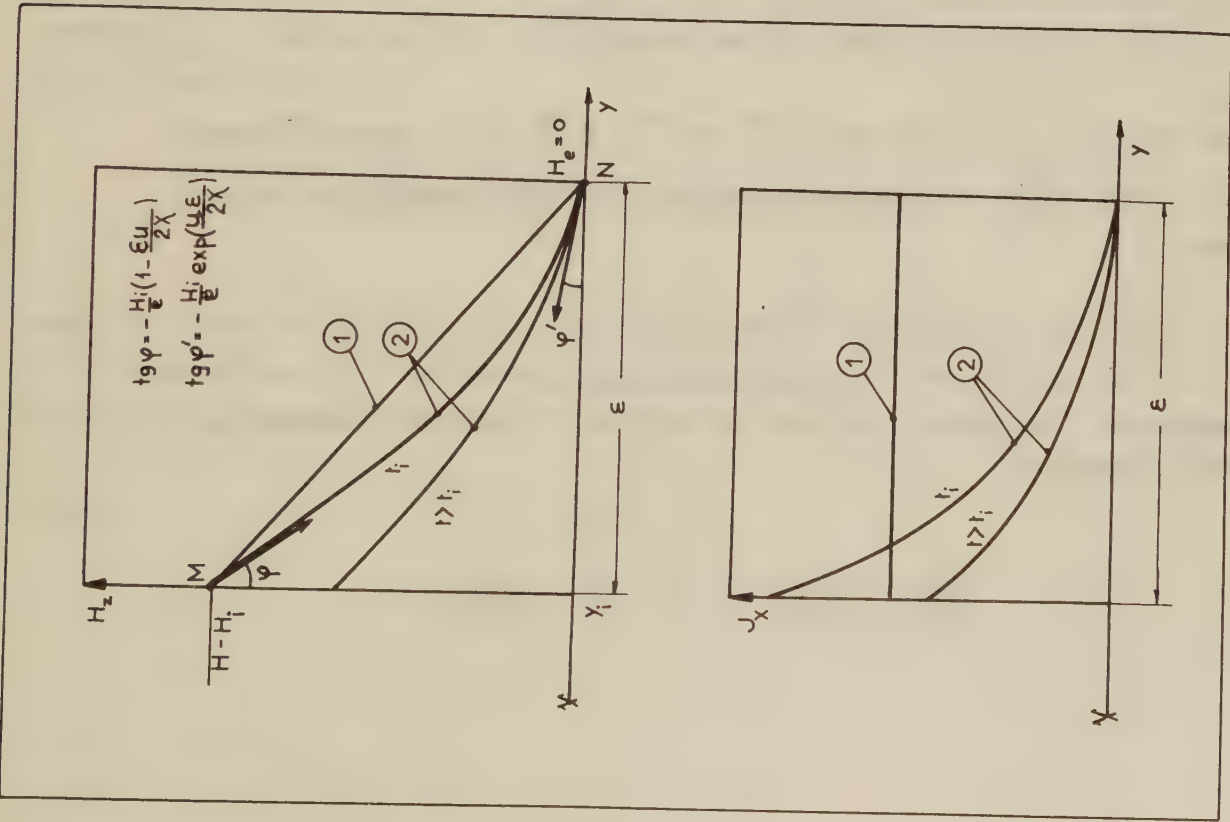


FIG. 7 - Diffusion du champ magnétique à travers une plaque d'épaisseur ϵ .

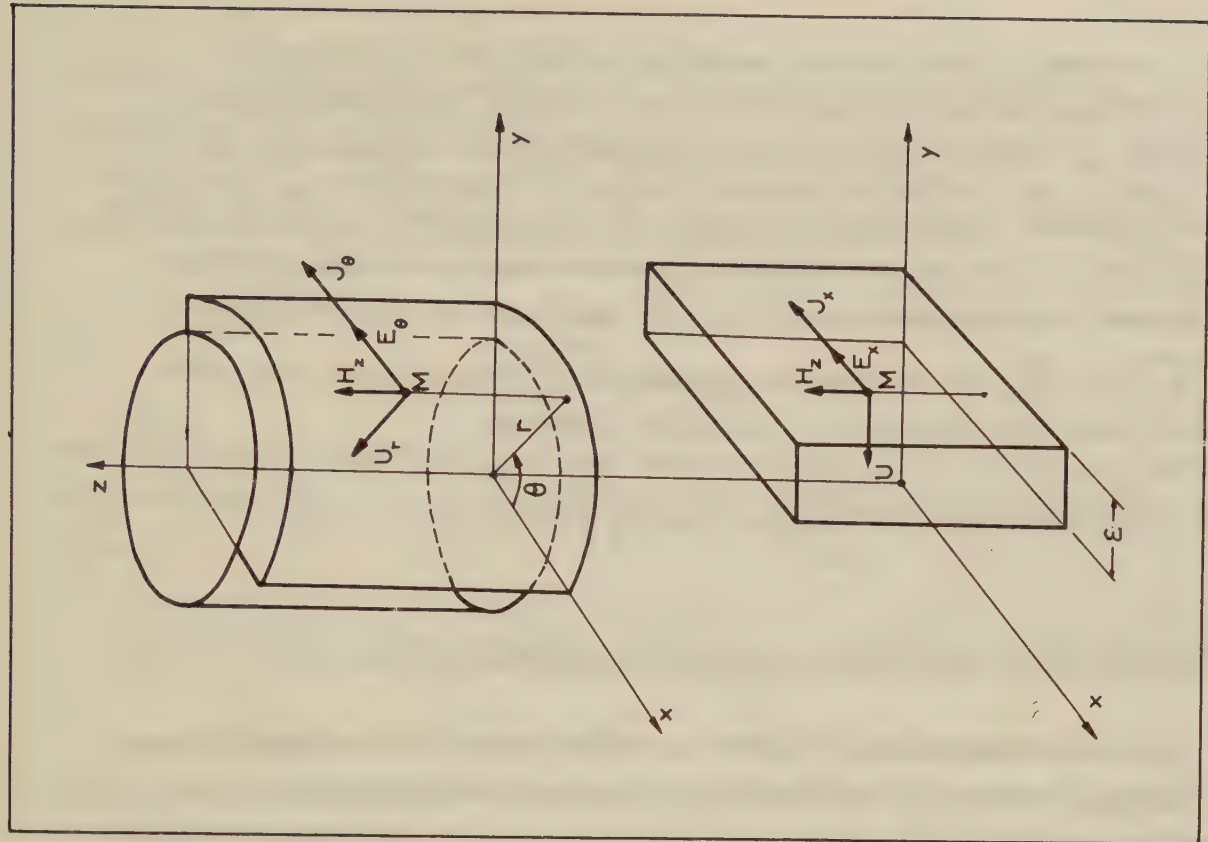


FIG. 6 - Diffusion du champ magnétique dans un milieu en mouvement (vitesse u) et conducteur. Cas plan et cylindrique : définitions des notations.

Le champ H_e sur la paroi extérieure n'est pas nul en toute rigueur. Il trouve devant lui un milieu (air ou vide) pratiquement sans conductivité. Le champ H_e va se propager suivant une loi donnée par les équations de Maxwell adaptées à ce milieu $\vec{\nabla} \times \vec{H}_e = \frac{\epsilon_0}{dt} \frac{\partial \vec{E}_e}{\partial t}$ et $\vec{\nabla} \times \vec{E}_e = -\partial B_e / \partial t$ la permittivité ϵ_0 et la perméabilité μ_0 caractérisent le milieu à travers lequel le champ électromagnétique évolue en emportant un flux d'énergie $\int_{S_e} (\vec{E}_e \times \vec{H}_e) \cdot d\vec{S}_e$. La vitesse de propagation V_p remplace la vitesse de diffusion ; elle est obtenue par l'équation classique :

$$\nabla^2 \vec{H} - (1/V_p)^2 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \text{ et } V_p^2 = 1/\epsilon_0 \mu_0$$

I-7. Evolution de la température - Loi de la conductivité σ

Le bilan énergétique du liner a montré que le seul terme d'échange entre l'énergie interne des particules et l'énergie électromagnétique est donné par le produit $\vec{E} \cdot \vec{J}$. Cette densité de puissance calorifique s'évalue dans le repère K' lié au liner et s'écrit :

$$\vec{E}' \cdot \vec{J}' = \frac{J'^2}{\sigma}$$

D'après (26) et (27) $\vec{J}'$ est égal à $\vec{J}$, et $\vec{J} = \sigma \vec{E}'$ et le terme d'échange prend la forme $\frac{J^2}{\sigma}$. En géométrie cylindrique cette expression devient simplement :

$$(45) \quad \vec{E}' \cdot \vec{J}' = J_\theta^2 / \sigma$$

La température T du liner s'obtient en écrivant l'équation générale de transfert thermique :

$$(46) \quad \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{k}{\rho C_v} \nabla^2 T - J_\theta^2 \cdot \frac{1}{\rho C_v \sigma} = 0$$

où k est la conductivité thermique, C_v la chaleur spécifique à volume constant et σ la conductivité électrique variable en fonction de T dans le cas général. La vitesse de diffusion thermique se calcule de la même façon que la vitesse de diffusion de champ V_D et vaut :

$$\sqrt{\frac{k}{\rho C_v t}}$$

Pour les métaux constituant le liner cette vitesse est 10^3 fois plus faible que la vitesse V_D ; en conséquence dans (46) le terme de diffusion peut être négligé.

Cas où σ et C_v sont constants

L'équation (46) simplifiée est résolue en choisissant pour le champ H_z une loi de variation, solution de l'équation (30). En d'autres termes, H_z est supposé n'exister que dans l'épaisseur de peau δ du liner, qui est bien définie d'après (40) puisque σ est une constante. H_z s'écrit : $H_z = H_0 \exp\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{\delta}\right)$ où τ a les dimensions d'un temps. La densité de courant J_0 vaut selon (27) $-\frac{\partial H_z}{\partial r}$, c'est-à-dire $\frac{H_0}{\delta} \exp\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{\delta}\right)$; (46) s'écrit alors :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\mu_0}{\rho C_v} \frac{1}{\tau} H_0^2 \exp\left[2\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{\delta}\right)\right]$$

Après un temps de diffusion t_d , le champ H_z prend la valeur $H_0 \exp\left(\frac{t_d}{\tau} - \frac{r}{\delta}\right)$ et la température du liner dans l'épaisseur de peau, c'est-à-dire sur la surface intérieure s'écrit :

$$(47) \quad T_d = \frac{\mu_0}{2 \rho C_v} H_d^2$$

Il est d'usage d'exprimer H en MOe, ρC_v en $J.cm^{-3} K^{-1}$; pour les métaux comme le fer, l'aluminium, le produit ρC_v vaut à peu près 3,5 et (47) devient :

$$T_d (^{\circ}K) \approx 1\,800\, H_d^2 \text{ (MOe)}$$

Notons que cette température de peau est pratiquement indépendante de la nature du métal puisque $\bar{\epsilon}$ n'intervient pas.

Cas où $\bar{\epsilon}$ et C_v sont des variables de T

Les constantes physiques $\bar{\epsilon}$ et C_v des métaux subissent en réalité des variations non négligeables avec la température.

- a) La chaleur spécifique C_v subit une variation discontinue quand le corps métallique passe de la phase liquide à la phase vapeur.

$$C_v \text{ (liq.)} = 5/3\, C_v \text{ (vap.)}$$

Par ailleurs la chaleur spécifique des corps purs varie en fonction de T et prend une valeur limite quand la température de Debye Θ est atteinte. (Cette loi s'applique mal aux alliages comme l'acier inoxydable utilisé dans nos liners). Nous retenons les valeurs de C_v , correspondant à une température voisine de 500 °K, pour les métaux rencontrés dans nos expériences (voir tableau II)

TABLEAU II

Métaux	Aluminium	Cuivre	Fer	Acier Inox.	
Θ (°K)	402	332	461	-	
C_v {	cal/g . °K	0,230	0,094	0,131	0,142
	ergs/g. °K	$0,940.10^7$	$0,392.10^7$	$0,547.10^7$	$0,595.10^7$
ρ (g/cm ³)	2,7	8,9	7,8	7,93	
ρC_v (J.cm ⁻³ .°K ⁻¹)	2,50	3,5	4,25	4,7	

- b) La conductivité électrique σ des métaux varie de façon très sensible avec la température T. En phase solide la conductivité est en bonne approximation, comme l'indiquent MOTT et JONES [20/], inversement proportionnelle à T. Pour le traitement de la diffusion de champ dans un métal nous retenons une expression simple de σ qui a été utilisée aussi par SOMON [21/ et SHNEERSON [22/.

$$(48) \quad \sigma = \sigma_0 T_0 / (T_0 + \Delta T) = \sigma_0 T_0 / T$$

Quand la phase liquide est atteinte pour des températures de l'ordre de 10^3 °K, aucun modèle n'est entièrement satisfaisant. Dans le cadre de ce paragraphe nous nous contentons d'appliquer l'expression (48) à l'évolution de la température dans les liners solides.

L'équation (46) simplifiée, compte tenu de (48), prend la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{J_0^2 T}{\rho C_v \sigma_0 T_0}$$

A l'aide de l'hypothèse de répartition linéaire du champ dans l'épaisseur totale du liner, J_0 vaut : $\frac{1}{4\pi e} (H - H_e)$.

Après un temps t_d de diffusion, la température prend la valeur :

$$(49) \quad T_d = T_0 \exp \left(K \int_0^{t_d} \frac{(H - H_e)^2}{e^2} dt \right) \quad \text{avec } K = 1 / \rho C_v \sigma_0 T_0 4\pi^2$$

L'expression (49) indique que l'augmentation dans un métal de la température T due à des courants d'induction est très importante si la conductivité σ varie en fonction de T.

Le calcul conduisant à la température dans l'épaisseur de peau δ n'est plus valable dans un milieu à σ variable, car on ne peut plus

évaluer simplement la vitesse de diffusion donnée en (32). δ est une fonction de T par l'intermédiaire de $\bar{\sigma}$ et la température dans cette épaisseur s'obtient par l'équation générale suivante qui n'admet pas de solution simple :

$$(50) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{H^2(t)}{\delta^2 [\bar{\sigma}(T), t]}$$

Il faut avoir recours à la résolution numérique d'un système d'équations traduisant la diffusion en milieu à conductivité variable pour définir T avec précision.

Le tableau III donne les conductivités $\bar{\sigma}_0$ à température ambiante des différents métaux utilisés et leur poids spécifique.

TABLEAU III

Eléments	Résistivité ($\mu\Omega \cdot \text{cm}$)	Conductivité $\bar{\sigma}_0$ à 300 °K (unités C.G.S.)	Poids spécifique ρ	Température de fusion °C
Aluminium	2,824	$3,541 \cdot 10^{-4}$	2,70	659
Cuivre (recuit)	1,724	$5,800 \cdot 10^{-4}$	8,89	1083
Cuivre (étiré)	1,771	$5,646 \cdot 10^{-4}$	8,89	--
Fer (pur)	10	$1,000 \cdot 10^{-5}$	7,8	1530
Acier manganèse	70	$1,428 \cdot 10^{-5}$	7,5	1260
Acier 18/8	71	$1,408 \cdot 10^{-5}$	7,93	1280
Graphite	800	$0,125 \cdot 10^{-5}$	2,25	3500

Remarques sur la loi $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 T/T_0$

- 1) Les hautes pressions réduisent l'énergie de vibration de la structure cristalline des métaux solides. MOTT et JONES [20/ et BRIDGMAN [23/ ont exprimé cette hypothèse. Il convient de corriger la loi (48) par un terme multiplicateur et $\bar{\sigma}$ prend la forme suivante qu'ont proposée KNOEPFEL et LUPPI [24/

$$\bar{\sigma} = \frac{\bar{\sigma}_0}{1 + \beta_t T} \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\alpha_T} \quad \text{où } V \text{ et } V_0 \text{ sont des volumes}$$

Le paramètre α_T est caractéristique de chaque métal. Par exemple pour le cuivre α_T vaut 2,7 - à une pression de 1 mégabar le terme $\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\alpha_T}$ prend la valeur 2,27 ; la correction de pression n'est pas négligeable.

- 2) La compression de champ est une voie possible de mesure indirecte de $\bar{\sigma}$ pour un métal sous forte pression et haute température [24/ à partir des valeurs mesurées du champ.

I-8. Conclusions sur l'étude simplifiée de la compression de champ

Après avoir analysé les phénomènes importants qui entrent en jeu dans la compression de champ par liner métallique, nous dégageons des conclusions partielles et des voies à suivre pour l'obtention de champs magnétiques élevés. Nous montrons les points délicats à éclaircir, que les hypothèses simplificatrices souvent admises en cours d'exposé, n'ont pu qu'imparfaitement expliquer.

- a) Pour un explosif donné et étant admise la conservation du flux, le champ final atteint une limite que donne l'expression (7)

$$B_1 B_f = B_e^2$$

- b) La mise en vitesse d'un liner métallique n'est pas instantanée et la vitesse radiale acquise après quelques microsecondes d'implosion par explosif rapide, atteint une limite supérieure qui dans le meilleur des cas, est de l'ordre de 5.10^5 cm/s. Le liner implosé est considéré comme un fluide compressible dont l'épaisseur varie linéairement dans le temps en bonne approximation -(voir (8)) .
- c) La loi du mouvement met en évidence de façon théorique le phénomène de rebondissement mécanique du liner qui se décélère jusqu'à l'arrêt sous l'action de la pression magnétique dans la cavité et les formules (11) (12) et (13) donnent la limite supérieure du champ et son temps d'obtention, compte-tenu d'hypothèses supplémentaires sur l'utilisation de l'énergie de l'explosif.
- d) Le bilan énergétique du liner montre l'importance du terme d'échange $\vec{E} \cdot \vec{J}$ qui aura pour effet d'augmenter l'énergie interne du liner et de fortement l'échauffer.
- e) Après l'établissement des équations propres à la M.H.D. et par conséquent à la compression de champ, il a été possible d'étudier la diffusion du champ dans le liner et de montrer qu'il y a un effet de peau prononcé en cours d'implosion (voir figure 7). Les différentes couches du liner ne jouent pas le même rôle, cependant on peut admettre une répartition linéaire du courant qui permet d'établir des formules simples, comme l'expression (36) de la vitesse de diffusion et dégager des critères comme le facteur de perte λ et le temps de diffusion (37) t_d .
- f) L'évaluation de la température du liner, en phase solide, montre que l'échauffement moyen varie comme l'exponentiel du carré de H, et l'on peut supposer que ce phénomène est aussi important dans l'épaisseur de peau. Seuls des calculs numériques peuvent donner une évaluation correcte de la température à condition de trouver une loi approchée de variation de σ dans les métaux liquides et gazeux.

g) La résistance électrique R de l'épaisseur de peau δ du liner s'exprime par $\frac{2\pi r}{\sigma \delta}$; l'inductance $\mathcal{L}$ au même instant vaut $\mu_0 \pi r^2$. La vitesse radiale d'implosion étant u_r , la variation de $\mathcal{L}$ s'écrit : $2\pi \mu_0 r u_r$. La conservation du flux donnée par (34) peut s'exprimer par l'équation suivante :

$$\left(\frac{d\mathcal{L}}{dt} + R \right) i + \mathcal{L} \frac{di}{dt} = 0$$

celle-ci admet pour solution la loi en courant :

$$i = i_0 \exp \left(- \int_0^t \frac{\frac{d\mathcal{L}}{dt} + R}{\mathcal{L}} dt \right)$$

Le flux φ_1 se conserve si, pour des raisons évidentes, $\frac{d\mathcal{L}}{dt}$ est très supérieur à R , ce qui s'exprime par la condition :

$$(51) \quad \mu_0 \sigma u_r \delta \gg 1$$

Ce résultat confirme les remarques faites sur le nombre Q_M en (38) et était annoncé par l'expression (36) qui donne le champ final en fonction notamment de σ . L'inégalité (51) n'est pas satisfaite à priori pour les liners usuels car les différentes grandeurs mises en jeu ne sont pas majorables autant qu'il le serait souhaitable ; μ_0 est pratiquement une constante fixe, u_r a une limite supérieure, δ épaisseur de peau reste petit dans le cas de la croissance de H et σ par suite de l'échauffement ne peut que décroître. L'expression (51) modifiée par (48) fournit une condition sur les températures à ne pas dépasser pour que le flux se conserve $\angle 25/$ dans un liner solide.

$$(52) \quad T \ll \mu_0 \sigma T_0 \delta u_r$$

En évaluant de manière optimiste l'épaisseur de peau, où circule effectivement le courant, (au quart de l'épaisseur e réelle du liner) et compte

tenu de ce que près de la focalisation l'épaisseur e_0 augmente d'un facteur de l'ordre de 4, on peut estimer qu'à ce temps là δ est de l'ordre de e_0 (voir les courbes de la figure 5). Les températures à ne pas dépasser sont données dans le tableau IV.

TABLEAU IV

Liner	T (°K)	$\bar{b}_0$ dans les tables	C.G.S. mesuré	e_0 cm	δ cm	T (°K)
Cuivre	300	$5,80 \cdot 10^{-4}$	$4,79 \cdot 10^{-4}$	0,2	0,2	14.400
Ac. Inox	300	$1,408 \cdot 10^{-5}$	$1,36 \cdot 10^{-5}$	0,2	0,2	600
Aluminium	300	$3,45 \cdot 10^{-4}$	$3,54 \cdot 10^{-4}$	0,2	0,2	10.600

L'expression (50) montre que pour des champs supérieurs au mégaoersted, les températures dépassent largement celles indiquées dans le tableau IV et de ce fait les pertes de flux vont devenir le phénomène prépondérant qui limitera le champ final.

- h) L'utilisation de milieux implosables à conductivité constante, ou de préférence croissante avec T, comme un plasma chaud ou bien le front ionisé d'une onde de choc dans un gaz, pourrait permettre l'obtention de champs finals très élevés à condition cependant de renforcer l'énergie de l'implosoir.

- 1) La théorie simplifiée adoptée jusque là n'est pas suffisamment précise pour prendre en compte le gradient de conductivité et évaluer exactement la diffusion de champ à travers le liner. Nous proposons dans ce qui suit un modèle complet où sont exprimées les variations de tous les paramètres de l'expérience.

II - THEORIE APPROFONDIE DE L'EXPERIENCE

II-1. Remarques préliminaires

L'étude complète du système d'implosion nécessite de découper en couches concentriques les différents milieux qui le composent, à savoir le liner, l'isolant et l'explosif. Dans chaque couche on écrit les équations de l'hydrodynamique et de l'électromagnétisme s'il y a lieu (voir le paragraphe I-1.4. du chapitre I) sans oublier les conditions particulières aux limites du système.

On donne une indication sommaire du traitement de l'explosif et un exposé rapide sur les équations d'état concernant les matériaux utilisés.

Le modèle sert à calculer la diffusion à travers un liner au repos puis la compression simulée du champ par un liner animé d'une vitesse constante et enfin la compression avec explosif.

Nous indiquons quelques hypothèses simplificatrices qui concernent la géométrie du système : le courant se distribue uniformément sur toute la longueur du liner, les effets de bord sont négligés, les calculs se rapportent à une longueur unité homogène du liner. La seule variable d'espace est r , distance radiale d'un point du liner à son axe. Le problème est traité en coordonnées cylindriques $\hat{r}$, $\hat{\theta}$, $\hat{z}$, et toutes les variables sont des fonctions de la distance r et du temps: H_z , J_θ , E_θ , u (voir Annexe III). La conductivité électrique σ est une quantité scalaire, variant avec la température T , elle-même fonction de r . Le gradient de σ est alors différent de zéro.

L'évolution d'un point M (ou N) pris dans un milieu en mouvement est repéré par r qui vaut R à l'instant initial (point M_0). Il existe une relation évidente (54) $r = r(R, t)$ qui, au temps $t = 0$, s'écrit : $R = r(R, 0)$. Toute fonction f écrite en coordonnées d'Euler f_E et en coordonnées de Lagrange f_L , obéit à une relation de la forme : $f_L(R, t) = f_E[r(R, t), t]$. En introduisant la vitesse $u = \frac{\partial r}{\partial t}$ du point M, il vient immédiatement :

$$(55) \quad \left| \begin{aligned} \frac{\partial f_L}{\partial R} &= \frac{\partial f_E}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial R} \\ \frac{\partial f_L}{\partial t} &= \frac{\partial f_E}{\partial t} + u \frac{\partial f_E}{\partial r} \end{aligned} \right.$$

L'équation de conservation de la masse est utilisée pour expliciter l'équation générale (54) comme ZEL'DOVICH le montre [19]. En coordonnées cylindriques d'Euler la conservation s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_E}{\partial t} + u \frac{\partial \rho_E}{\partial r} + \rho_E \frac{\partial u}{\partial r} + \rho_E \frac{u}{r} = 0$$

Compte tenu du système (55) il vient :

$$\frac{\partial \rho_L}{\partial t} + \rho_L \frac{\partial u}{\partial r} + \rho_L \frac{u}{r} = 0$$

Après intégration cette équation donne la relation entre r et R

$$(56) \quad \frac{\partial r}{\partial R} = \frac{\rho_1}{\rho_L} \frac{R}{r} \quad \text{où } \rho_1 \text{ est la densité initiale}$$

Le système (53) dont seules les équations aux dérivées partielles par rapport à r sont affectées par la transformation, devient (voir annexe III).

$$(57) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{\partial H_L}{\partial R} = - 4 \pi J_L \frac{\rho_1}{\rho_L} \frac{R}{r} \\ \frac{\partial E_L}{\partial R} = - \frac{\rho_1 R}{\rho_L r} \left(\frac{\partial B_L}{\partial t} + \frac{E_L}{r} + 4 \pi u J_L \right) \\ J_L = \epsilon (E_L - u B_L) \end{array} \right.$$

$$H_L = R_L \text{ (avec } \mu_0 = 1 \text{)}$$

II-3. Equations de l'hydrodynamique en variable de Lagrange

a) Conservation de la masse

$$(58) \quad \frac{1}{\rho_L} = \frac{1}{\rho_1} \frac{r(R,t)}{R} \cdot \frac{\partial r}{\partial R}$$

b) Conservation des quantités de mouvement

Le champ magnétique contenu dans la cavité exerce une force spécifique $\vec{f}_M$ sur les couches du liner. Le champ est en tout point parallèle au liner et ne dépend que de r ; $\vec{f}_M$ s'écrit alors simplement [26/

$$(59) \quad \vec{f}_M = \vec{J} \times \vec{B} = \frac{1}{4\pi} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} = \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \vec{\nabla} \vec{B} - \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} B^2$$

Le gradient de $\vec{B}$ étant perpendiculaire à $\vec{B}$, la force $\vec{f}_M$ perd le terme de tension en $\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \vec{B}$ et ne conserve qu'un terme de pression p_M tel que :

$$\vec{f}_M = \vec{J} \times \vec{B} = - \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} B^2 = \vec{\nabla} p_M$$

La conservation des quantités de mouvement s'écrit alors :

$$(60) \quad \frac{d\vec{V}}{dt} = - \frac{1}{\rho_L} \left(\vec{\nabla} p + \vec{J} \times \vec{B} \right) \quad \text{où } p \text{ est la pression de la matière}$$

c'est-à-dire :

$$(61) \quad \frac{du}{dt} = - \frac{1}{\rho_1} \cdot \frac{r(R,t)}{R} \cdot \frac{d}{dR} \left(p + q + \frac{B^2}{8\pi} \right)$$

le terme q explicité plus loin, tient compte de la viscosité du milieu.

c) Conservation de l'énergie

Un bilan énergétique est établi pour chaque particule de fluide du liner que l'on suit sur sa trajectoire. Le terme d'échange d'énergie $\vec{E} \cdot \vec{J}$ donné par (45) vaut : $J_0^2/6$. Ce terme représente la totalité de l'apport énergétique du champ sous forme de chaleur. L'énergie interne par volume spécifique est augmentée du travail de la pression p (travail négatif dans le cas de la compression) et de la quantité de chaleur $J_0^2/6$. Selon VON NEUMANN et RICHTMEYER [27/ il est indiqué d'ajouter à p un terme de pseudoviscosité q qui modifie la pression en chaque point et donne une meilleure continuité aux trajectoires de choc. Par cette correction les phénomènes irréversibles d'un choc ne sont plus écrits sur une surface idéale mais étendus à une région finie comme dans la réalité physique

$$(62) \quad q = \frac{1}{V} \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial R} \right)^2 \quad \text{où } V \text{ est le volume}$$

et l vaut $2\Delta R$; le bilan complet dans lequel n'intervient pas la pression magnétique s'écrit alors d'après (17) :

$$(63) \quad d\mathcal{E} = - (p + q) d\left(\frac{1}{\rho}\right) + \frac{J_0^2}{6\rho} dt$$

d) Equations d'état des métaux comprimés utilisés.

Les équations d'état utilisées sont établies à partir du modèle de MIE - GRÜNEISEN [29/ et des résultats expérimentaux relatifs aux adiabatiques dynamiques ou "Hugoniot" des différents matériaux considérés. Elles s'écrivent sous la forme :

$$P - P_K = \frac{\gamma(v)}{v} (\mathcal{E} - \mathcal{E}_K) \text{ où } \gamma(v) \text{ est le rapport de GRÜNEISEN.}$$

P_K et $\mathcal{E}_K$, pression et énergie à 0°K, sont des fonctions du volume v seulement. Sur l' "Hugoniot", p et $\mathcal{E}$ prennent les valeurs p_H et $\mathcal{E}_H$. La relation précédente s'écrit : $p_H = P_K + \frac{\gamma(v)}{v} (\mathcal{E}_H - \mathcal{E}_K)$ et après élimination de $\mathcal{E}_H$ à l'aide des équations du choc, elle donne la valeur de p_H connue expérimentalement. L'énergie potentielle $\mathcal{E}_K$ est selon PACK, EVANS et JAMES [30/ la somme d'une énergie à potentiel attractif et d'une énergie à potentiel répulsif. C'est l'expression $\mathcal{E}_K$ (nulle pour une distance interatomique infiniment grande) établie par GASNIER [28/ qui est retenue, soit :

$$\mathcal{E}_K = 3 \alpha v_0 \left[\frac{e^{\beta y}}{\beta} - \frac{e^{\beta' y}}{\beta'} \right]$$

où α, β, β' sont des constantes du matériau ; x vaut v/v_0 et y vaut $1-x^{1/3}$. Le volume v_0 à énergie potentielle minimale, est obtenu en écrivant que le point de pression nulle pour $T = T_0$ et $v = v_{0H}$ se trouve sur l' "Hugoniot". On calcule ensuite : $P_K = - \frac{d\mathcal{E}_K}{dv} = \alpha x^{-2/3} (e^{\beta y} - e^{\beta' y})$. La formule de DUGDALE et MAC DONALD [31/ détermine $\gamma(v)$ et s'écrit, tous calculs faits, d'après l'hypothèse de GASNIER :

$$\gamma(v) = \frac{x^{1/3}}{6} \cdot \frac{\beta^2 e^{\beta y} - \beta'^2 e^{\beta' y}}{\beta e^{\beta y} - \beta' e^{\beta' y}}$$

Pour les métaux à une phase, en négligeant la capacité thermique électronique, l'équation d'état prend la forme :

$$(64) \quad \begin{cases} P = P_K + \frac{\gamma(v)}{v} C_v T \\ \mathcal{E} = \mathcal{E}_K + C_v T \end{cases}$$

Pour le métal constituant le liner en particulier, on peut tenir compte d'un changement de phase i en écrivant que les énergies $\mathcal{E}_i$ correspondantes diffèrent d'une constante C_i . La pression p et les coefficients β, β' et C_v ne sont pas affectés mais les quantités α et v_0 sont liées à la phase i .

Les coefficients α , β , β' , sont définis par des sous-programmes numériques à partir de points expérimentaux (correspondants à des pressions de quelques mégabars). Le tableau V donne les valeurs retenues.

TABLEAU V

Eléments	α	β	β'	c_v	v_{oH}	ρ
Cu	$0,541.10^{12}$	$0,101.10^2$	$0,224.10^1$	$0,392.10^7$	0,110	8,89
Alu 2	$0,168.10^{13}$	$0,593.10^1$	$0,444.10^1$	$0,940.10^7$	0,353	2,78
Fer 2	$0,386.10^{12}$	$0,115.10^2$	$0,187.10^1$	$0,450.10^7$	0,1249	7,84
Plexiglas	$0,474.10^{11}$	$0,917.10^1$	$0,176.10^1$	$0,120.10^8$	0,760	1,21
Acier Inox	$0,386.10^{12}$	$0,115.10^2$	$0,187.10^1$	$0,595.10^7$	0,1264	7,93

Traitement de l'explosif

L'explosif est traité comme un fluide dans lequel se propage une onde de détonation ; les gaz brûlés derrière l'onde sont considérés comme un milieu non réactif. L'explosif est divisé en couches. Pour chacune d'elles on utilise la méthode des "réactions chimiques". La variation d'énergie interne est égale au travail de la pression, augmentée de la fraction d'énergie chimique apparue. Avec l'aide d'hypothèses relatives aux gaz brûlés, on obtient une équation du type $\xi = \frac{D^2}{2(\gamma^2 - 1)}$ de conservation d'énergie qui, ajoutée aux autres équations de conservation, donne le comportement de l'explosif en cours de détonation.

Conditions initiales et aux limites du liner

1°) Conditions pour le champ

Le liner est découpé en n couches concentriques (1 à l'intérieur, n à l'extérieur). A l'instant initial le champ adjacent à la couche 1 vaut H_1 tandis qu'à l'extérieur le champ vaut H_e , valeur légèrement supérieure à H_1 et la dérivée spatiale de H est choisie nulle.

Les conditions aux limites sont données par la perte de flux par effet Joule dans la première couche 1. Il vient :

$$\begin{aligned} & - r_1^2 H_1(t) = R_1^2 H_1(0) - 2 \int_0^t \frac{r_1}{\sigma_1} J_n dt \\ & - H_1(0) = H_1 \\ (65) \quad & - H_n(0) = H_e \\ & - \frac{\partial H_n}{\partial r}(0) = 0 \\ & - \text{une fonction de distribution parabolique de H à l'instant initial.} \end{aligned}$$

2°) Conditions pour le milieu matériel

A l'instant initial, toutes les vitesses sont nulles ; cet instant correspond à l'arrivée du choc sur la face extérieure du liner. La densité initiale est ρ_1 .

II-4. Application de la mise en équation de la compression de flux

II-4.1. Traitement de la diffusion d'un liner au repos

On étudie la diffusion du champ, la répartition du courant et le chauffage d'un liner sans implosion ; seul le champ, variable dans le temps est établi à l'instant initial dans la cavité (adjacent à la couche 1) à une valeur H_i et sa valeur H_e est choisie ici constamment nulle sur la couche extérieure n. Le champ va décroître en dissipant son énergie sous forme de chaleur dans le liner et en s'y propageant. L'équation d'énergie s'écrit simplement :

$$\rho C_v dT = J_\theta^2 / \bar{\sigma} \cdot dt$$

La conductivité $\bar{\sigma}$ suit la loi (48) dont la validité est limitée au milieu solide. Elle sera modifiée par la suite. Le système complet d'équations d'après (53) s'écrit en coordonnées d'Euler :

$$(66) \quad \left| \begin{array}{l} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = 4 \pi J_\theta \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r E_\theta)}{\partial r} = - \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ J_\theta = \bar{\sigma} E_\theta \\ \bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 T_0 (T_0 + \Delta T) \\ \rho C_v dT = \frac{J_\theta^2}{\bar{\sigma}} dt \end{array} \right.$$

Conditions initiales et aux limites :

$$\left| \begin{array}{l} r_{10}^2 H_1(t) = r_{10}^2 H_1(0) - 2 \int_0^t \frac{r_{10}}{\epsilon_1} J_{\theta 1} dt \\ H_1(0) = H_1 \\ H_n(0) = H_n(t) = 0 \end{array} \right.$$

Les équations mises sous forme discrétisée et traduites en FORTRAN II [32/ sont résolues par un ordinateur IBM 7094.

Remarque

La diffusion du champ magnétique dans un milieu conducteur s'opère à la vitesse V_D (cf. 34) qui définit la distance de pénétration à chaque instant, autrement dit l'épaisseur de peau δ . Au bout d'un temps voisin de quelques microsecondes, δ reste une longueur relativement petite, voisine du dixième de millimètre pour le cuivre et du millimètre pour l'acier. Il est important que le découpage en mailles du milieu, qu'exige la technique du calcul numérique, c'est-à-dire en couches concentriques pour un liner, soit fait de telle sorte que la dimension de la couche reste inférieure à tout instant à δ . Ce problème se pose particulièrement dans le traitement de la diffusion au travers d'un liner en mouvement dont les couches initialement définies, épaississent en cours de compression.

Cas d'un liner en acier inoxydable

Les données sont :

$$\begin{array}{ll} \rho_1 = 7,93 \text{ g.cm}^{-3} & C_v = 0,595 \cdot 10^7 \text{ erg.g}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \\ r_{10}(0) = 5 \text{ cm} & e(0) = 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm} \\ \epsilon_0 = 1,428 \cdot 10^{-5} & \end{array}$$

On a choisi deux valeurs pour H_1 : 10^5 et 10^6 Oe. Les grandeurs physiques qui ont été calculées sont H_z , J_0 , T ; leurs variations apparaissent sur des courbes données dans les figures 8 à 15.

Etude de la répartition du courant J_0

Les figures 8 et 9 montrent que le courant J_0 tend à prendre une valeur moyenne commune à toutes les couches au bout d'un temps supérieur à $1,5 \mu s$. La couche adjacente au champ est traversée par un courant initial fort qui diminue rapidement : en effet l'épaisseur de peau δ croît avec le temps. Si le champ initial est très élevé (10^6 Oe), le même phénomène se développe mais dans un temps plus long ; le courant moyen n'est obtenu qu'à partir de $7 \mu s$.

Etude de la répartition de la température T

Les figures 10 et 11 montrent que les couches centrales sont fortement échauffées et plus le champ H_1 est élevé, plus la répartition de chaleur est inégale au profit de ces couches. Le gradient de $\bar{\epsilon}$ ne peut être considéré comme nul pour ces couches. La température, pour un champ de 10^6 Oe, peut dépasser 10^4 °K. Le liner est alors en phase liquide.

Etude de la répartition du champ H

Les figures 12 et 13 montrent la diffusion du champ à travers le liner. Pour la valeur initiale la plus élevée $H_1 = 10^6$ Oe et à un instant proche du temps initial (à $0,2 \mu s$) la courbe de diffusion n'est pas une droite ; mais dès l'instant : $+ 1 \mu s$, la courbe de diffusion peut être assimilée à une droite dont la pente décroît dans le temps à mesure que le champ diffuse et que son énergie se transforme en effet Joule. Les hypothèses retenues au paragraphe I-6. sont alors vérifiées après un temps de diffusion supérieur à la microseconde . Par contre dans un phénomène

de compression, la description de la répartition du champ dans les couches centrales par une loi linéaire sera une mauvaise approximation dans les derniers instants de compression où les valeurs de H sont les plus élevées.

Cas d'un liner à deux couches, cuivre et acier inoxydable

Les figures 14 et 15 montrent l'influence sur la diffusion d'une couche d'épaisseur donnée à conductivité σ_1 (cuivre) supérieure à σ_0 (acier inoxydable). L'épaisseur totale du liner est une constante. Dans le cas où la couche la plus conductrice est adjacente au champ central, la diffusion à travers toute l'épaisseur du liner est moins importante. On remarque que le champ après $7,9 \mu s$ de diffusion conserve 90 % de sa valeur initiale, alors que dans l'autre cas, pour le même temps, le champ est descendu à 30 % de sa valeur. Cette remarque justifie l'emploi de liner en acier inoxydable dont la surface intérieure comporte une couche de cuivre ou d'aluminium. Nous verrons les précautions expérimentales qu'il faut prendre dans ce cas.

II-4.2. Simulation d'une compression de champ

La vitesse de la surface intérieure du liner est supposée être une constante u_1 . Le liner est traité comme un fluide incompressible et le volume se conserve :

$$r_m^2 - r_1^2 = R_m^2 - R_1^2 \quad m = \text{numéro de la couche}$$

on en déduit : $u_m = u_1 (r_1/r_m)$.

Dans les équations écrites en coordonnées de Lagrange en (57) le terme ρ_1/ρ_L est égal à 1. Les conditions aux limites sont données par (65) avec l'hypothèse supplémentaire suivante : $H_e = H_n = 0$.

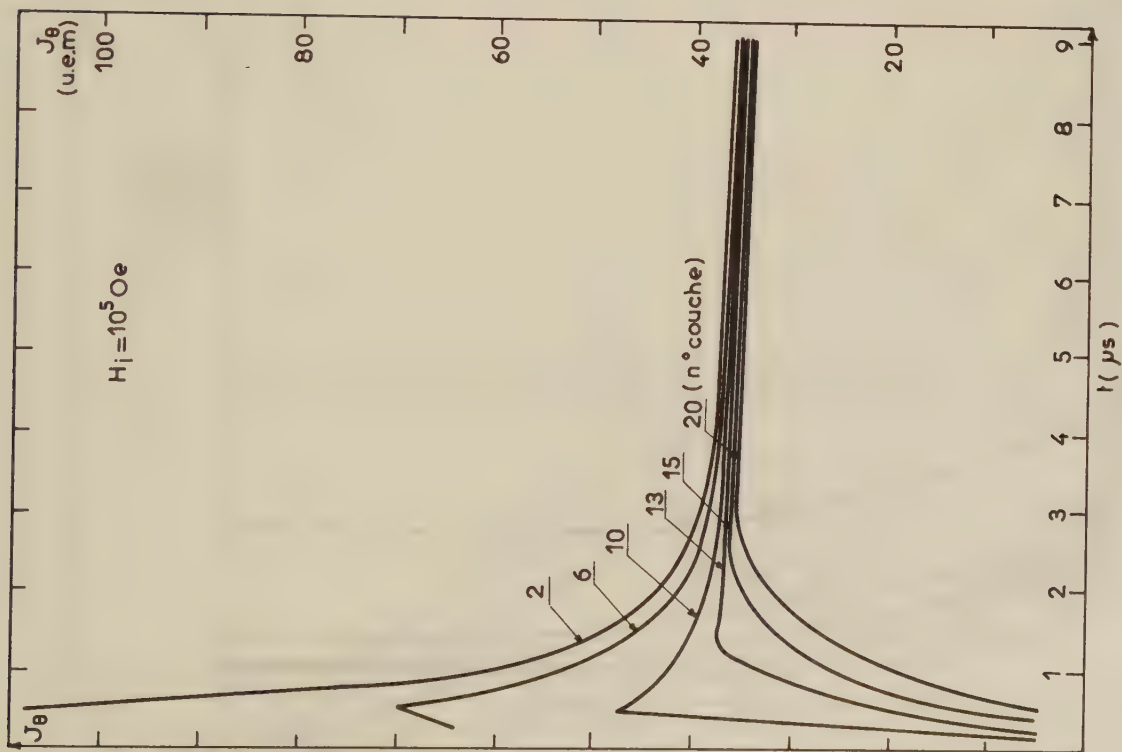


Fig : 8 - Diffusion dans un liner au repos. Variation de J_θ dans chaque couche (n°1 int.; n° 20 ext). L'liner en acier inox e = 2 mm - $H_1 = 10^5$ Oe.

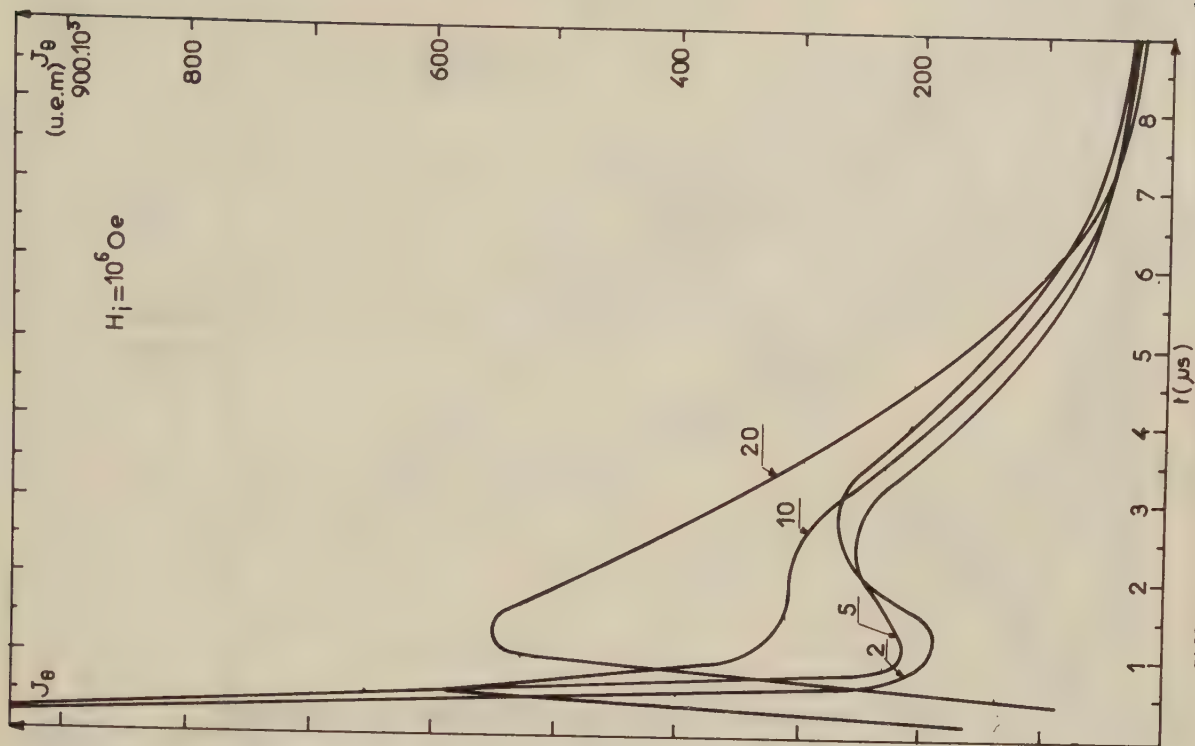


Fig:9 Diffusion dans les mêmes conditions qu'en Fig. 8 : sauf $H_1 = 10^6$ Oe. Variation de J_θ dans chaque couche.

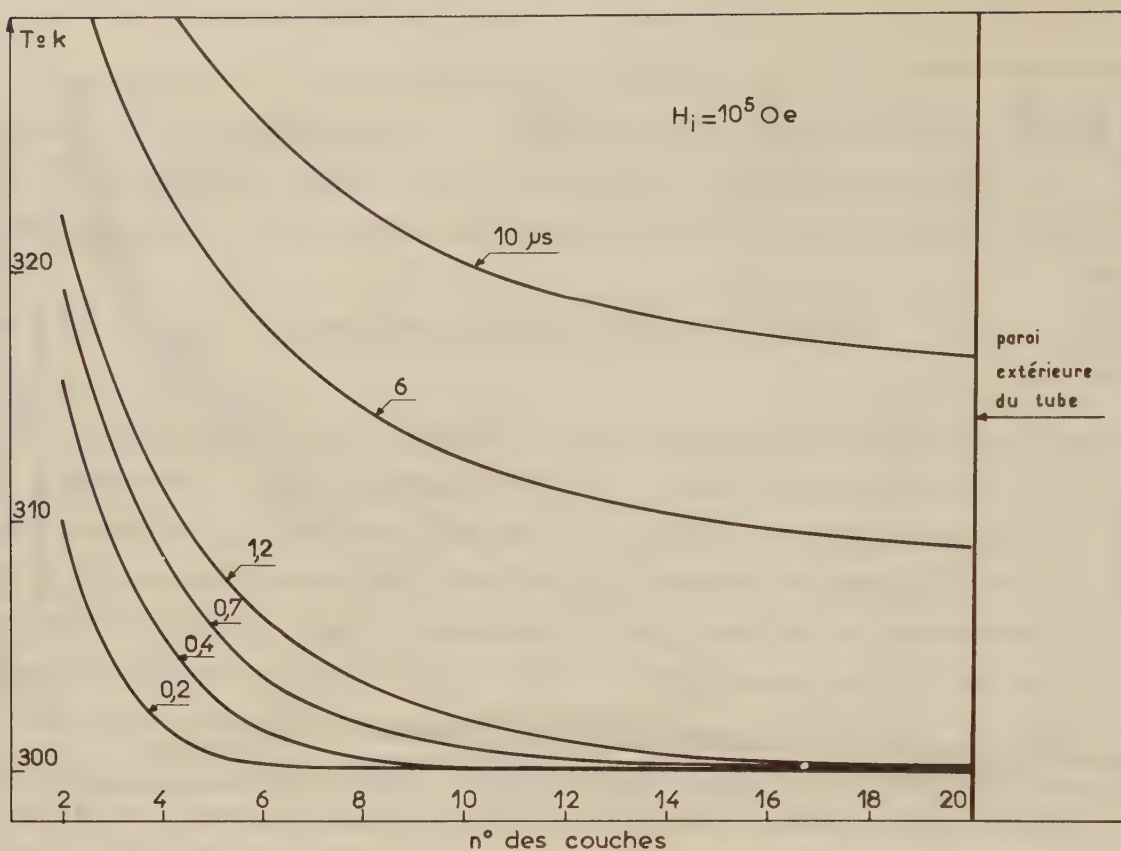


Fig:10 - Diffusion dans un liner au repos. Répartition de la température T suivant les couches à des temps donnés ($H_i = 10^5$ Oe).

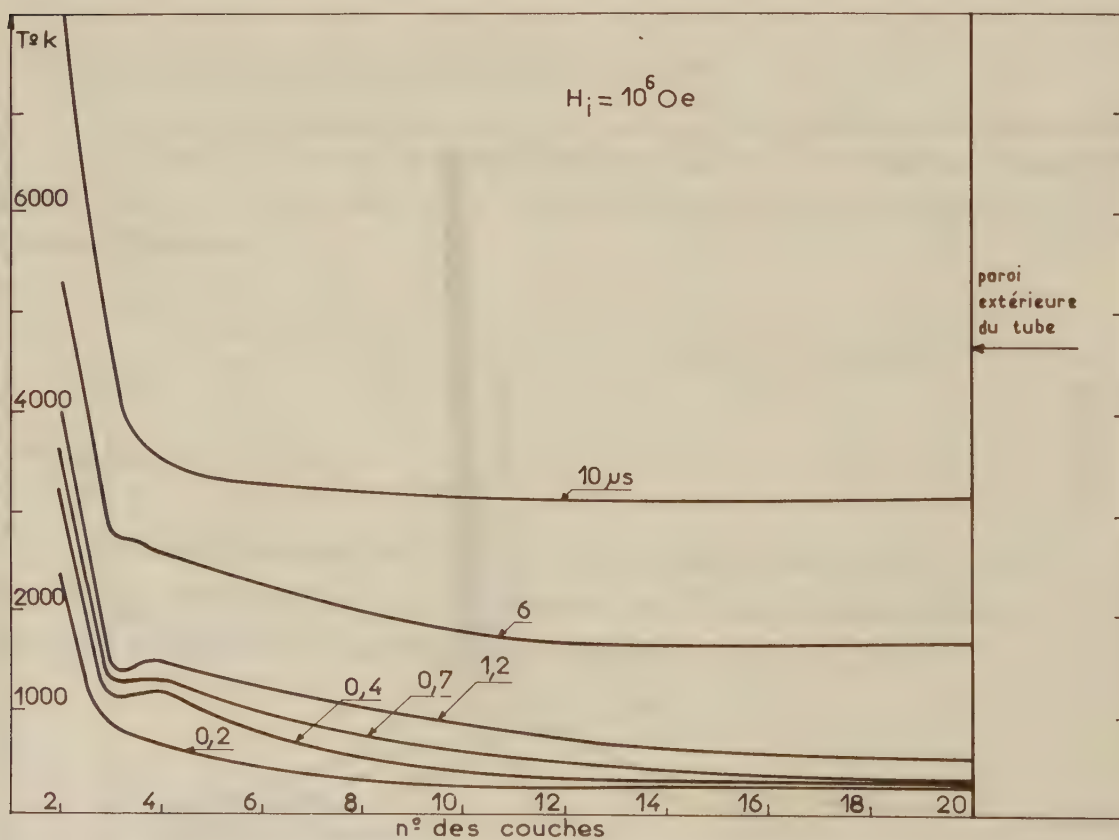


Fig:11 - Diffusion dans un liner au repos. Répartition de la température T dans les couches à des temps donnés ($H_i = 10^6$ Oe).

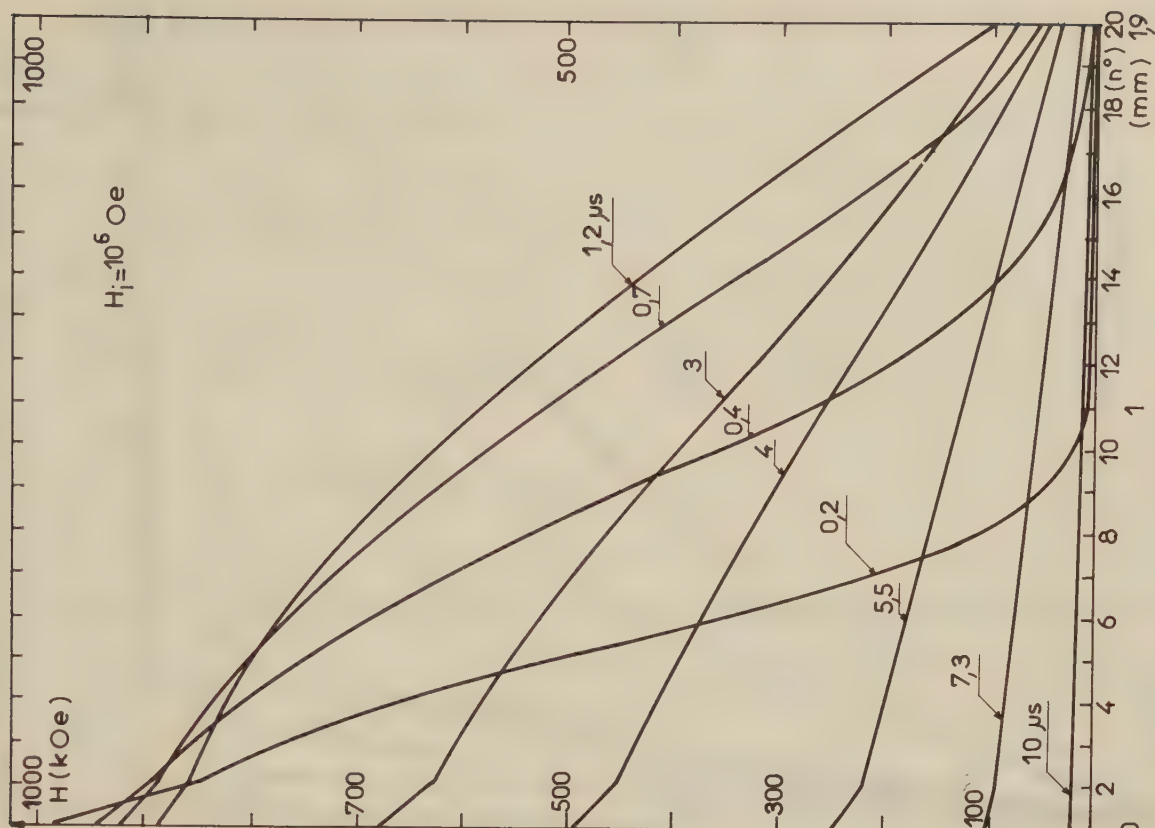


Fig : 13 - Diffusion dans un liner au repos du champ H . Mêmes conditions que pour la Fig. 8 ($H_1 = 10^6$ Oe).

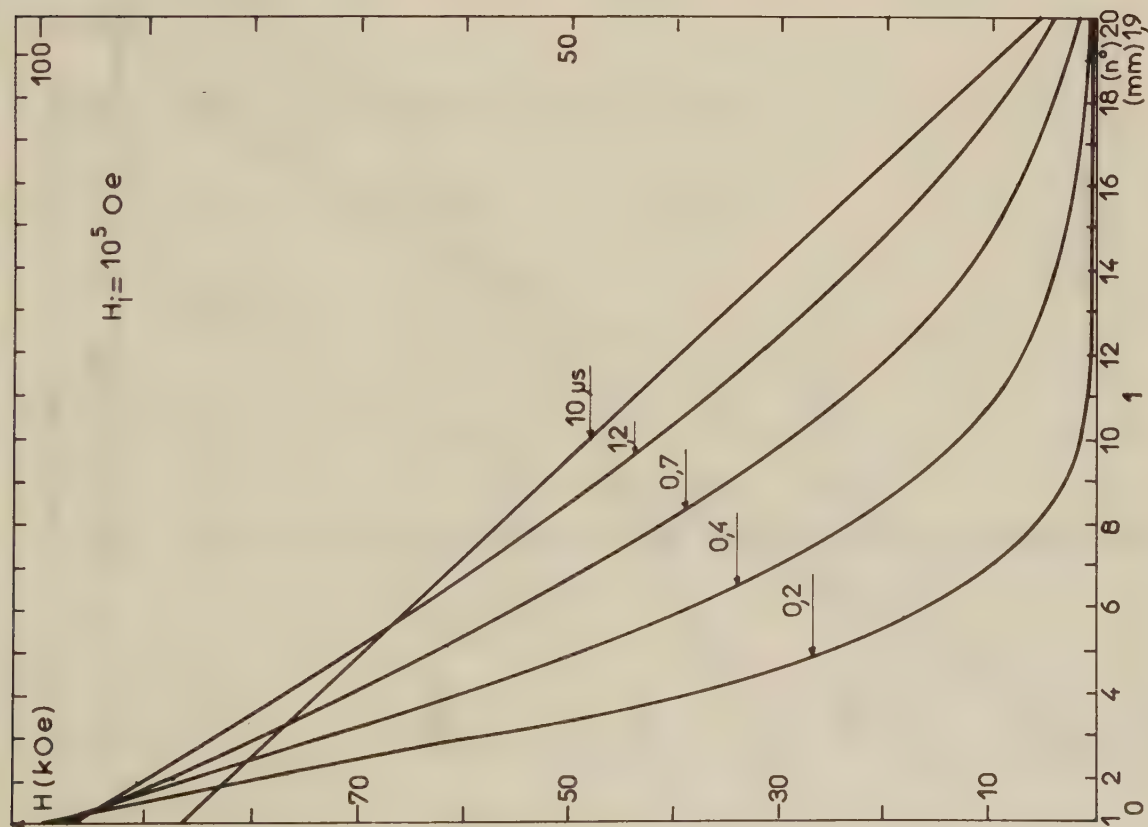


Fig : 12 - Diffusion dans un liner au repos du champ H . Mêmes conditions que pour la figure 8. $H_1 = 10^5$ Oe.

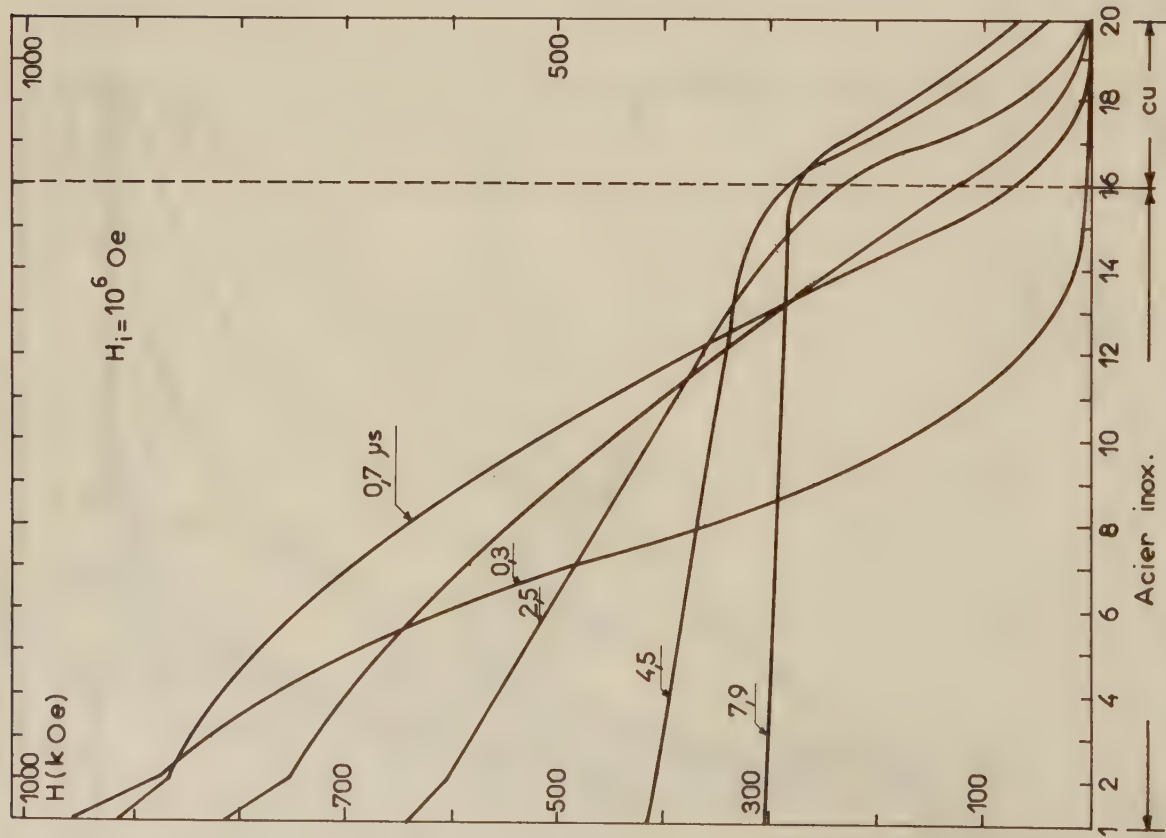


Fig : 14 - Diffusion du champ H à travers un liner au repos ($H_1 = 10^6$ Oe) en acier inoxydable recouvert de cuivre à l'extérieur.

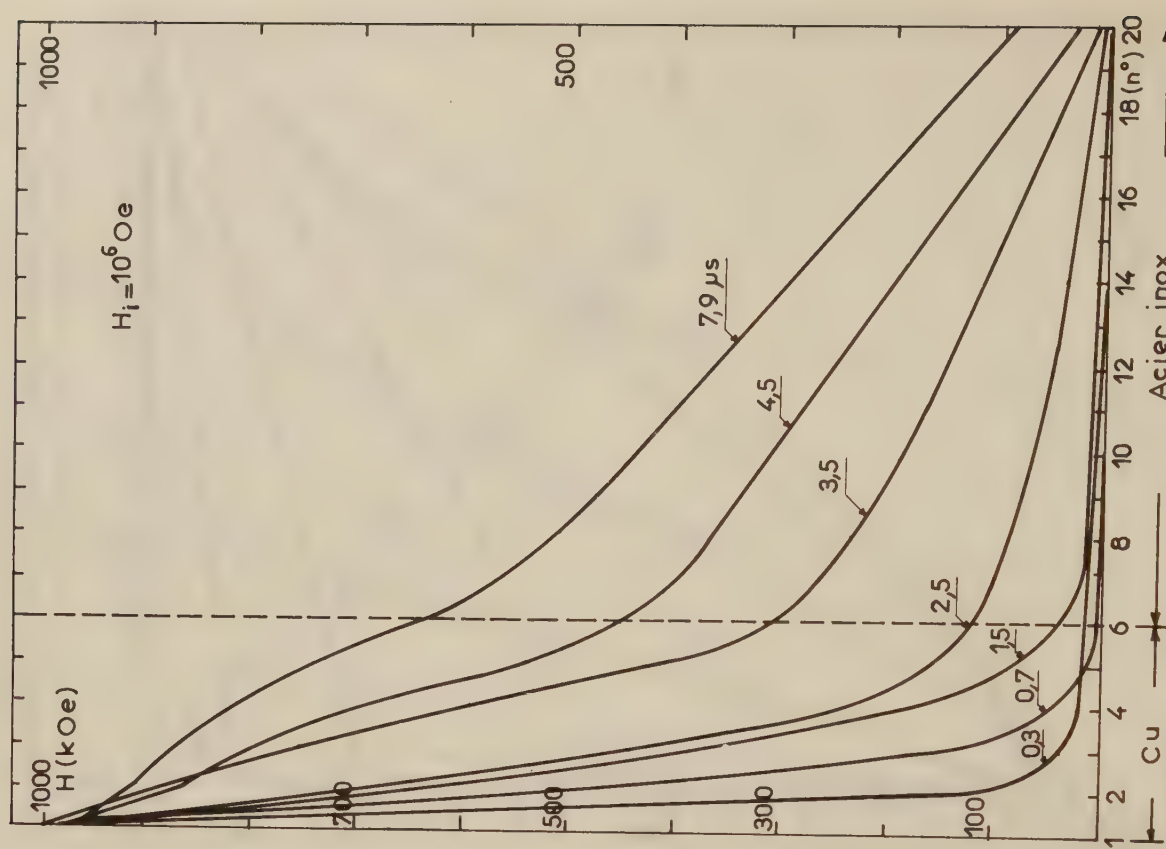


Fig : 15 - Diffusion du champ H à travers un liner au repos ($H_1 = 10^6$ Oe) en acier inoxydable recouvert de cuivre à l'intérieur.

Le système complet s'écrit alors :

$$-\frac{\partial H_z}{\partial R} = \frac{R}{r} \cdot 4\pi J_\theta$$

$$\frac{\partial E_\theta}{\partial R} = -\frac{R}{r} \left(4\pi J_\theta u + \frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{E_\theta}{r} \right)$$

$$J_\theta = \bar{\sigma}(T) (E_\theta - u B_z)$$

$$\rho_i C_v dT = \frac{J_\theta^2}{\bar{\sigma}(T)} dt$$

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 T_0/T \text{ (en phase solide)}$$

$$u_1 = \text{vitesse de la couche centrale (n° 1)}$$

$$(67) \quad u_m = \frac{dr_m}{dt} = u_1 (r_1/r_m)$$

$$r_1 = R_1 - u_1 t$$

Conditions initiales et aux limites

$$r_1^2 H_1(t) = R_1^2 H_1(0) - 2 \int_0^t \frac{r_1 J_\theta}{\bar{\sigma}_1} dt$$

$$H_1(0) = H_1$$

$$H_n(0) = 0$$

La fonction de distribution de H au temps zéro est parabolique.

Ce système traite le cas d'un liner en acier inoxydable dont les données sont les suivantes : $\rho_1 = 7,93$; $C_v = 0,595 \cdot 10^7$; $e = 0,15$; $R_1 = 5$; $\sigma_0 = 0,1428 \cdot 10^{-4}$; $T_0 = 300$ (unités CGS) ; au temps initial on établit un champ magnétique dans la cavité : $H_1 = 5 \cdot 10^4$ Oe. La vitesse u_1 est choisie égale à 3000 m/s, soit $3 \cdot 10^5$ cm/s. Les variations des grandeurs physiques calculées, H_z , J_θ , T apparaissent sur les figures 16 à 20.

- Le cas de compression simulée suppose la constance de la vitesse d'implosion u_1 . Cela revient à admettre que le liner est poussé par un explosif infiniment puissant. L'augmentation du champ dans la cavité n'est alors limitée que par les phénomènes de diffusion et de pertes simultanées d'énergie par effet Joule. C'est pourquoi les valeurs finales de champ sont si élevées en théorie avec un liner de géométrie $\phi = 50$ mm et un champ initial $H_1 = 5 \cdot 10^4$ Oe. Sur la figure 20 on observe qu'après 16,7 μ s le champ de la cavité peut atteindre 44 MOe.

- La conductivité des couches centrales est un paramètre de base du calcul ; en effet σ intervient dans le terme de pertes d'énergie

$$\int_0^t \frac{r_1 J_\theta}{\sigma_1} dt \text{ et dans les équations de diffusion. Pour éviter que}$$

les pertes ne deviennent infiniment grandes à mesure que la température augmente, la variation de σ selon (48) a été bloquée arbitrairement à sa valeur atteinte pour $T = 2000$ °K. Nous donnerons plus loin une explication physique à ce blocage. La connaissance de la variation de σ suivant T paraît nécessaire pour formuler tout critère de limitation de champ dans les expériences de compression. LEHNER, LINHART et SOMON [33/ puis SOMON [21/, HERLACH [34/ et enfin SPEIGHT [35/ ont proposé des critères basés sur des hypothèses concernant la valeur de σ d'un métal en phase liquide et vapeur ; la conductivité est choisie par ces auteurs soit infiniment grande, soit bornée

supérieurement. Nous ne formulons pas de critère mais à l'aide de la résolution du système d'implosion réelle qui va suivre, nous définirons la variation de $\bar{\epsilon}$ par comparaison avec des cas expérimentaux. Connaissant $\bar{\epsilon}$, nous pourrions calculer l'évolution du champ pour tout autre cas d'implosion par explosif.

Etude de la répartition du courant J_θ

La figure 16 montre la croissance de J_θ sous l'effet de l'augmentation du champ par compression. Comme dans le cas du liner au repos, on observe que ce sont les couches adjacentes au champ qui sont traversées par les courants les plus forts. La figure 17 donne la répartition de J_θ dans le liner. L'effet de peau est très important après quelques microsecondes et s'amplifie au cours du temps sous l'action de la compression.

Etude de la répartition de la température T

La figure 18 donne la répartition de T suivant l'épaisseur du liner. T varie comme J_θ^2 (milieu supposé incompressible) et sa répartition est similaire à celle de J_θ . Dans les couches centrales T dépasse largement le seuil de fusion.

Etude de la répartition du champ H_z

La figure 19 donne la répartition de H_z suivant l'épaisseur du liner. La compression a pour effet d'augmenter fortement la concentration de H_z dans les couches centrales. Celles-ci jouent le rôle essentiel dans la conservation du flux.

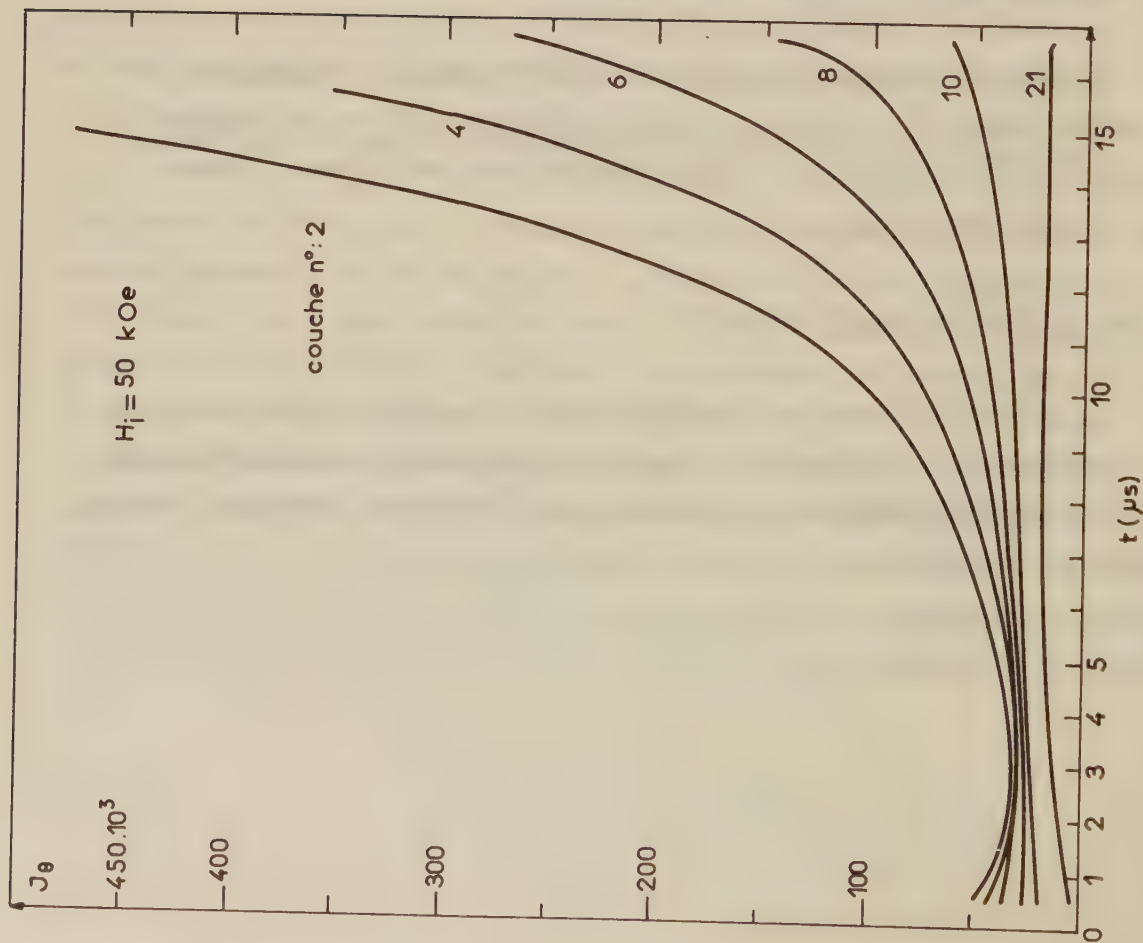


Fig : 16 - Diffusion de H à travers un liner (ac. inox) en implosion simulée ($u_1 = 3\,000$ m/s). Variation de J_θ dans chaque couche. (Conductivité σ : $T_{\text{bloq.}} = 2\,000^\circ\text{K}$).

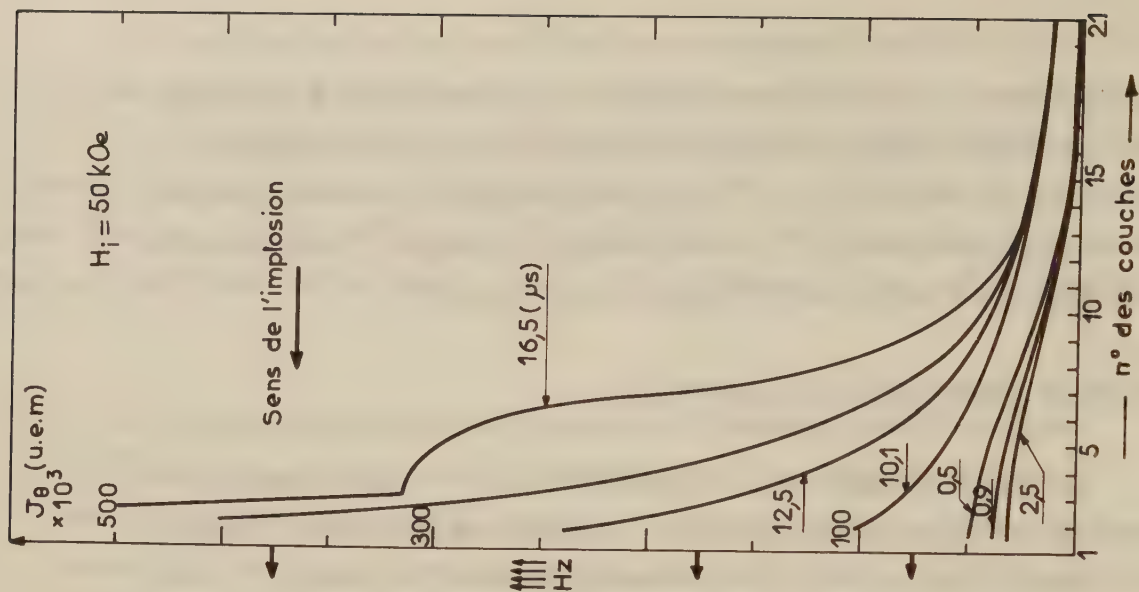


Fig : 17 - Diffusion à travers un liner (ac. inox) en implosion simulée ($u_1 = 3\,000$ m/s). Répartition de J_θ dans l'épaisseur à des temps donnés (conductivité σ : $T_{\text{bloq.}} = 2\,000^\circ\text{K}$).

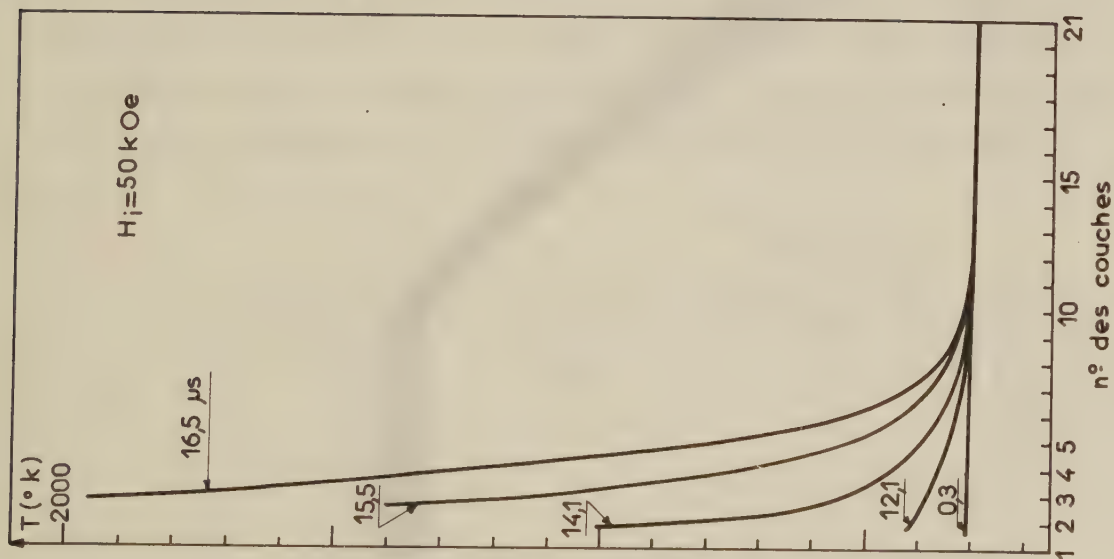


Fig :18 - Diffusion à travers un liner acier inox. en implosion simulée ($u_1 = 3\,000 \text{ m/s}$). Répartition de la température T dans l'épaisseur à des temps donnés (conductivité σ : $T_{\text{bloq.}} = 2\,000^\circ\text{K}$).

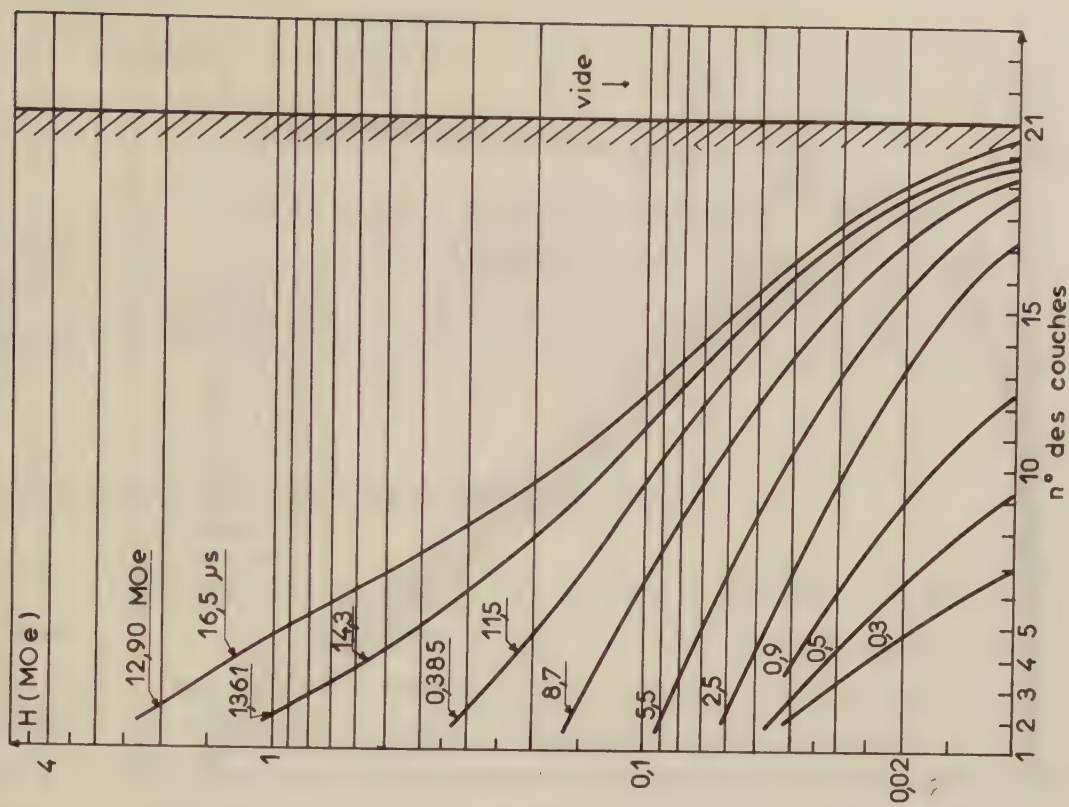


Fig :19 - Diffusion à travers un liner (ac. inox.) en implosion simulée ($u_1 = 3\,000 \text{ m/s}$) du champ H suivant l'épaisseur à des temps donnés (conductivité σ , $T_{\text{bloq.}} = 2\,000^\circ\text{K}$).

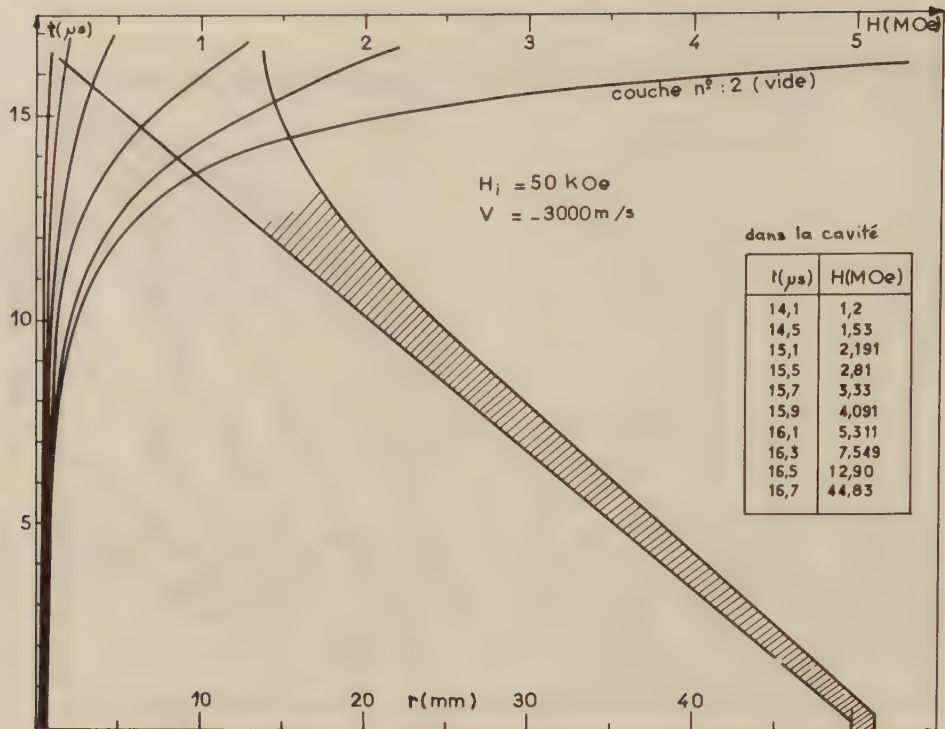


Fig: 20 - Diffusion à travers un liner (ac. inox) en implosion simulée ($u_1 = 3000 \text{ m/s}$). Variation de H et du rayon r en fonction du temps. Loi $H = H(r)$ dans la cavité. (conductivité σ $T_{\text{bloq}} = 2000^\circ \text{K}$).

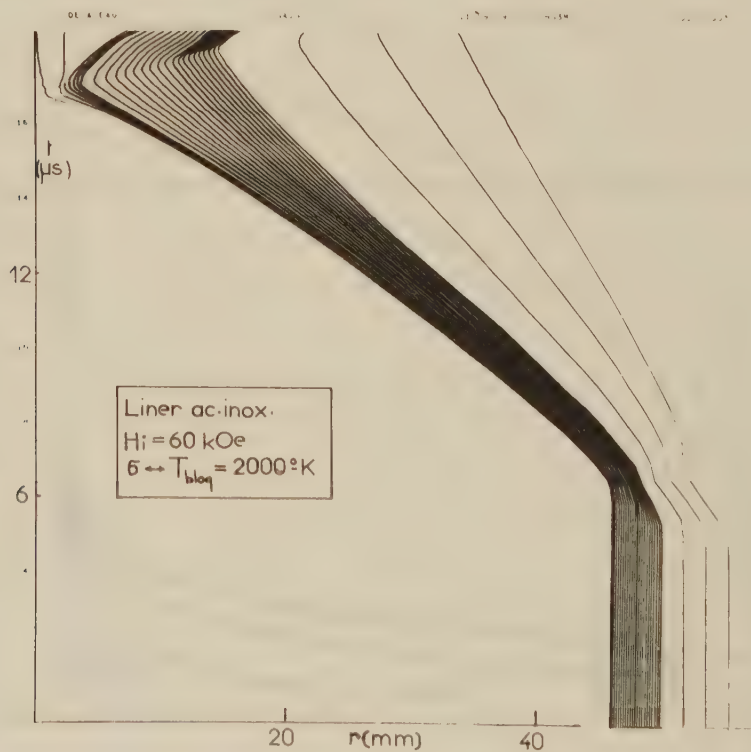


FIG. 21 - Compression avec explosif. Courbe $r = r(t)$. Mise en évidence du rebondissement du liner (liner divisé en 10 couches : la centrale elle-même subdivisée en 20).

La figure 20 donne l'allure de la variation de H_z au cours du temps dans le liner et dans la cavité centrale. L'augmentation du champ est très forte près de la focalisation et c'est un résultat conforme à la loi de compression cylindrique : H est proportionnel à r^{-2} .

Conclusions de l'étude de compression simulée

Les répartitions de J_θ et H_z dans l'épaisseur du liner, montrent que les couches centrales sont le siège des phénomènes importants de la compression de champ. Cette remarque était annoncée par l'étude de la diffusion du champ à travers un liner au repos. Il est nécessaire d'introduire le traitement de l'explosif pour ne pas fausser le bilan énergétique global de la compression et retrouver ainsi le phénomène de rebondissement et les résultats d'expérience.

II-4.3. Cas d'une compression réelle avec explosif

Le liner est assimilé à un fluide compressible traité par les équations de l'hydrodynamique. Il en est de même de l'explosif. L'hydrodynamique des milieux implorés utilise comme précédemment un code écrit en FORTRAN II et est résolu par un ordinateur IBM 7094. A ce code ont été ajoutées les équations de la M.H.D. Les conditions initiales et aux limites sont celles proposées en (65). Le système

complet s'écrit de la façon qui suit :

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u \quad - \text{vitesse du point courant}$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_1} \cdot \frac{r(R,t)}{R} \cdot \frac{\partial r}{\partial R} \quad - \text{masse}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_1} \cdot \frac{r(R,t)}{R} \cdot \frac{d}{dR} \left(p + q + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) \quad - \text{quantité de mouvement}$$

$$dE = - (p + q) d\left(\frac{1}{\rho}\right) + \frac{J_\theta^2}{6\rho} dt \quad - \text{énergie}$$

$$p - p_K = \frac{\gamma(v)}{v} c_v T$$

(68)

$$E - E_K = c_v T \quad - \text{équations d'état écrites pour le liner et l'explosif}$$

$$q = \frac{\ell^2}{v} \left(\frac{\partial u}{\partial R} \right)^2$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial R} = - 4\pi J_\theta \cdot \frac{\rho_i}{\rho} \cdot \frac{R}{r(R,t)} \quad - \text{équations de Maxwell}$$

$$\frac{\partial E_\theta}{\partial R} = - \frac{\rho_i}{\rho} \cdot \frac{R}{r} \cdot \left(\frac{\partial H_z}{\partial t} + \frac{E_\theta}{r} + 4\pi u J_\theta \right)$$

$$J_\theta = \sigma(T) (E_\theta - u H_z) \quad - \text{loi d'Ohm}$$

$$\sigma = \frac{\sigma_0 T_0}{T} \quad , \text{ loi modifiée en phases liquides et gazeuses} \quad - \text{conductivité électrique}$$

Conditions initiales et aux limites

$$\left| \begin{array}{l} r_1^2 H_1(t) = R_1^2 H_1(0) - 2 \int_0^t \frac{r_1}{\sigma_1} J_{\theta 1} dt \\ H_1(0) = H_1 \\ H_n(0) = H_e \\ \left(\frac{\partial H}{\partial r} \right)_n(0) = 0 \end{array} \right.$$

La distribution de H_z à l'intérieur du liner à $t = 0$, est choisie parabolique. $\gamma = r_e/r'_1 = 2$ (implosor) ;

La résolution du système a été numériquement réalisée pour des cas de compression de champ visant des champs finaux élevés.

L'explosif choisi est du type B. La figure 21 donne le diagramme de marche du liner divisé en 10 couches (la centrale est elle-même subdivisée en 20), de l'enveloppe de plexiglas qui l'entoure et des premières couches d'explosif. On remarque que la densité des couches centrales augmente et que leur dilatation près de la focalisation est importante sous l'effet de la température. La température de chaque couche est la somme de la température de compression et de celle due à l'effet Joule. La conductivité est bloquée encore ici à sa valeur atteinte pour $T = 2000$ °K.

Le rebondissement du liner fonction notamment de l'énergie chimique de l'explosif, apparaît clairement sur le diagramme $r = r(t)$ et a lieu pour r_r égal à 1,6 mm. La cavité de rebondissement a un diamètre inférieur à celui de la sonde et annonce que toute mesure de champ H_r est impossible. La figure 23 indique que pour un tel rayon le champ H_r est

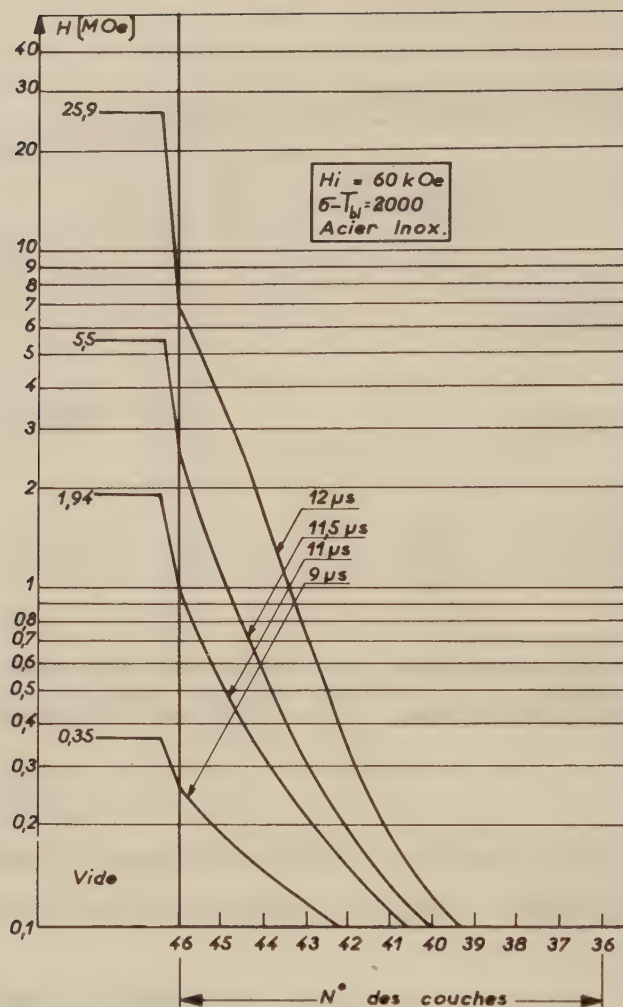


FIG. 22 - Compression avec explosif. Répartition du champ suivant l'épaisseur du liner à des temps donnés.

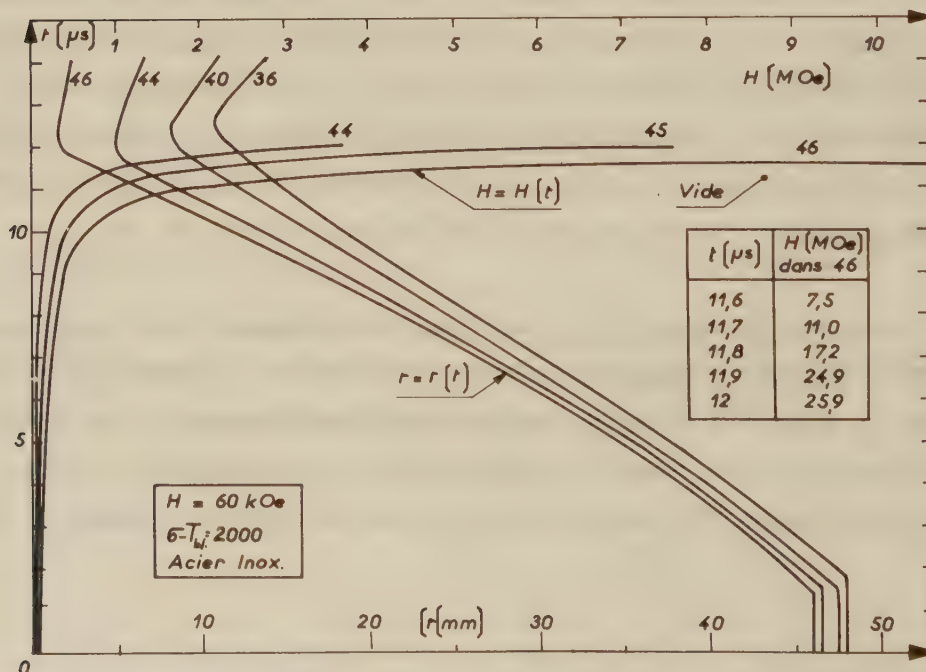


FIG. 23 - Compression avec explosif - Variations simultanées de H et r en fonction de t . Loi $H = H(r)$ dans la cavité

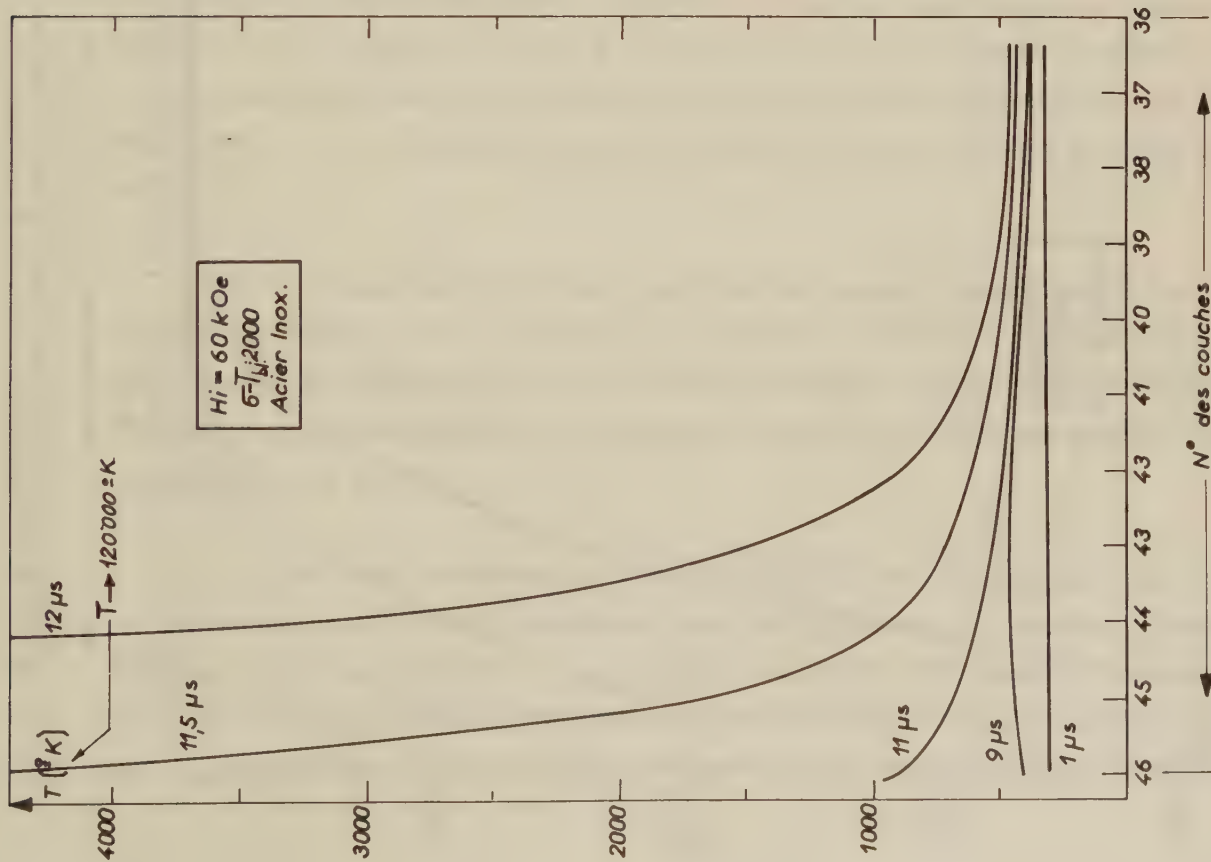


FIG. 24 - Compression avec explosif. Répartition de la température T suivant l'épaisseur du liner à des temps donnés.

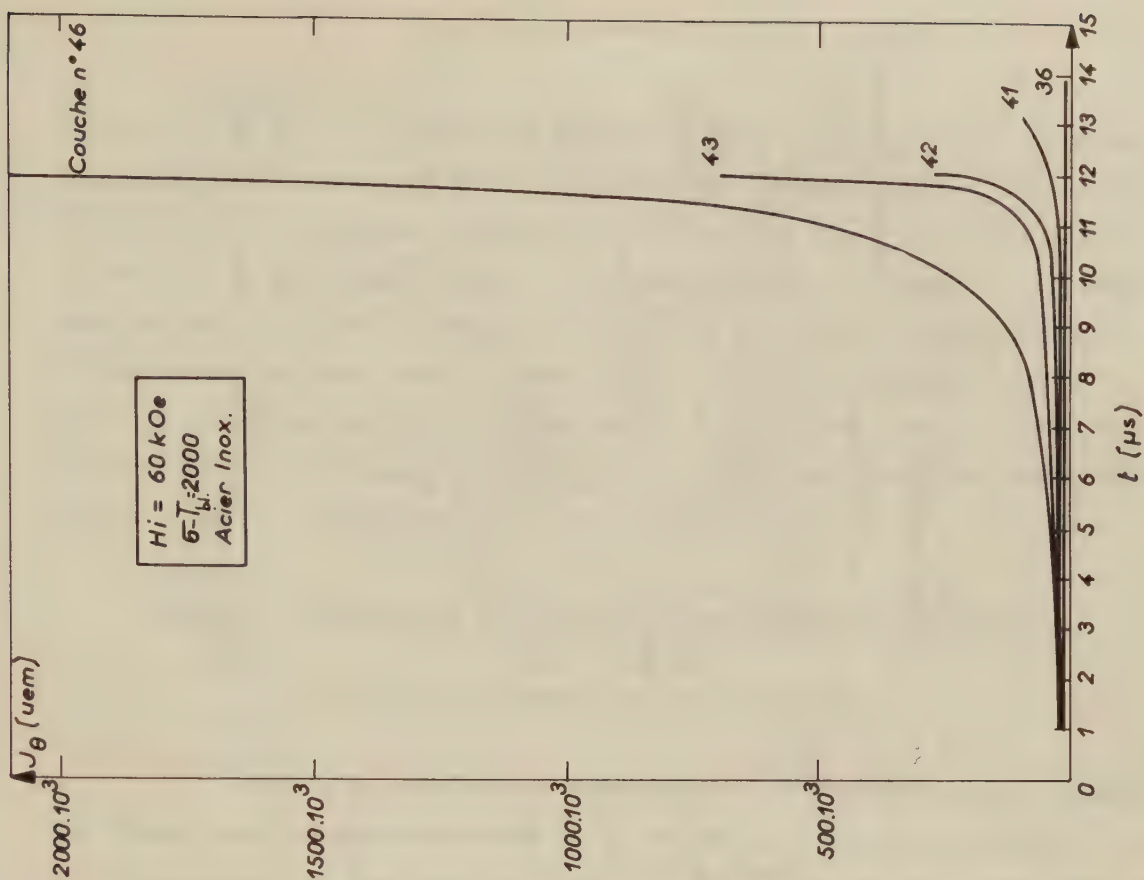


FIG. 25 - Compression avec explosif. Variation de J_θ suivant chaque couche proche de la cavité.

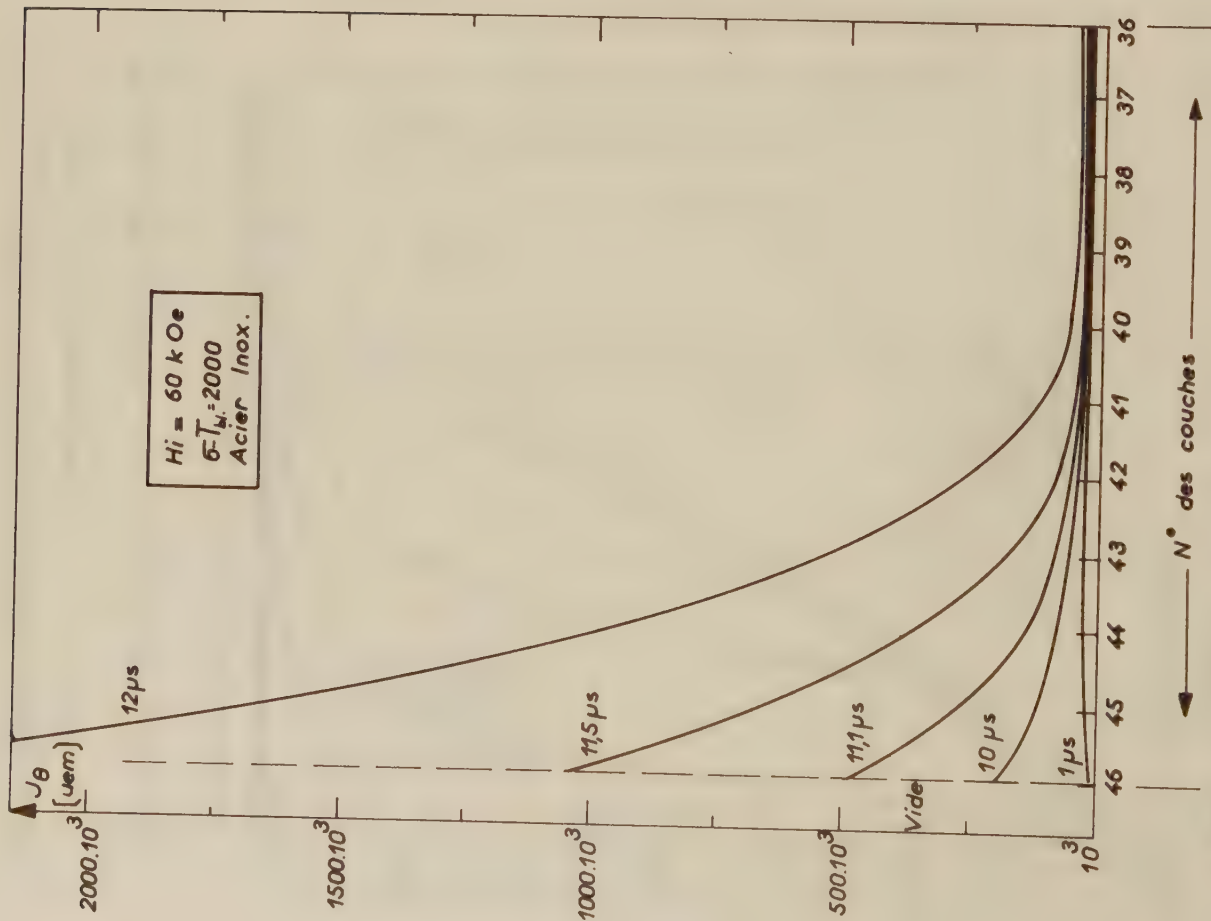


FIG. 26 - Compression avec explosif. Répartition de J_θ suivant l'épaisseur du liner à des temps donnés.

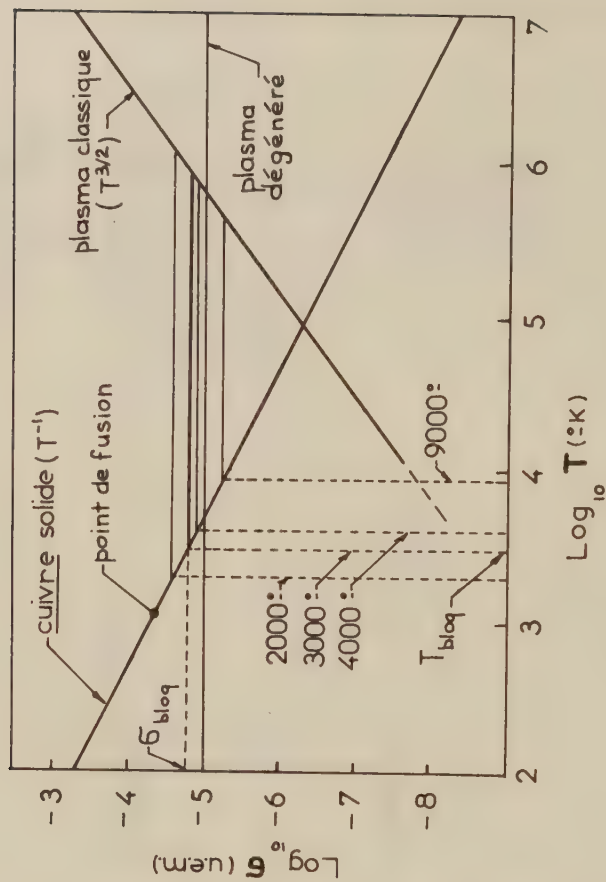


FIG. 27 - Variation de la conductivité σ du cuivre en phase solide, liquide, gazeuse.

proche de 25 MOe. La figure 22 donne la répartition spatiale du champ dans le liner ; on observe que les couches extérieures du liner ne sont pas traversées par un champ important. Les figures 24, 25 et 26 donnent la distribution des températures T et des densités de courant J_θ dans les couches et au cours du temps. Les couches centrales correspondant à l'épaisseur de peau jouent, comme prévu, un rôle déterminant dans le phénomène de compression puisqu'elles sont le siège des T et J_θ les plus élevés. Notons que l'énergie de vaporisation du métal est prise en compte dans les calculs par l'intermédiaire de son équation d'état.

II-4.4. Etude de la vaporisation des couches centrales

II-4.4.1. Blocage de la conductivité $\bar{\sigma}$

L'étude simplifiée du paragraphe I-7 a montré que la température T du liner croît rapidement avec le champ et qu'elle peut s'évaluer par l'expression (49) tant que le liner est en phase solide. Cette croissance est confirmée par les résultats du système (68) bien que ceux-ci soient entachés de l'imprécision sur la valeur de $\bar{\sigma}$ dès que la phase liquide apparaît. Pour garder un sens à la résolution de (68) jusqu'aux très hautes températures et aux forts champs qui se développent dans les couches centrales, il faut apporter une correction à la loi (48) de la conductivité $\bar{\sigma}$.

Un liner est un métal constitué de noyaux lourds comme ceux du fer, du cuivre, etc... Ce milieu métallique contient des électrons appartenant aux bandes de faible énergie (énergie négative) et aussi des électrons qui vont remplir les bandes d'énergie plus élevée à mesure que la température croît.

Pour des températures voisines de Θ et ne dépassant pas $T_{liq.}$ le milieu ne contient pratiquement que les électrons des bandes à faible énergie ; la conductivité $\bar{\sigma}_f$ qui résulte de la diffusion de ces électrons par la structure cristalline vibratoire du milieu est bien expliquée par l'interaction électrons-phonons comme le montre ZIMAN [36]. Cette théorie

permet de retrouver le loi de décroissance de σ suivant T donnée par MOTT et JONES [20/ ; σ_f est proportionnelle à l'inverse de T et à l'inverse du temps de relaxation électron-phonon : τ_{e-phon} .

$$\sigma_f \propto \frac{1}{T} \propto \frac{1}{\tau_{e-phon}}$$

Au delà de la température de vaporisation, le milieu perd complètement sa structure cristalline et la conductivité σ_f devient de plus en plus faible ; mais le milieu s'enrichit en électrons à forte énergie positive et la mobilité de ces charges donne naissance à une conductivité σ_F due aux interactions avec les ions, les neutres et eux-mêmes. A partir de quelques 10^5 °K, le gaz d'électrons du métal vaporisé est assimilable au gaz idéal de Lorentz. D'après SPITZER [37/, σ_F croît comme $T^{3/2}$ et est proportionnelle à l'inverse du temps de relaxation électrons-ions : τ_{e-i} .

$$\sigma_F \propto T^{3/2} \propto 1/\tau_{e-i}$$

Notons que la densité initiale du gaz est voisine de 10^{19} cm^{-3} et va croître sous l'effet de la pression magnétique qui règne à la surface du tube. En conséquence la limite en température de 10^5 °K est reportée vers 10^6 °K.

Entre ces deux zones de température, le milieu constituant le liner se trouve en phase liquide et liquide-vapeur. Il y a coexistence des électrons appartenant aux bandes à faible et forte énergie. Les interactions sont toutes présentes et la conductivité correspondante σ_{ff} est proportionnelle à la somme des inverses de tous les temps de relaxation

$$\sigma_{ff} \propto \frac{1}{\tau_{e-phon}} + \frac{1}{\tau_{e-i}} + \frac{1}{\tau_{e-n}} + \frac{1}{\tau_{e-e}}$$

En suivant la croissance de T , le premier terme est d'abord le seul prépondérant, puis progressivement il ne reste que le second. La conductivité $\bar{\sigma}$ commence par décroître (loi en T^{-1}) puis finit par croître (loi en $T^{3/2}$) et dans la large bande de température allant de quelques 10^3 °K à quelques 10^6 °K, elle passe par une valeur minimale, approximativement indépendante de T . Cette hypothèse est retenue par LEHNER [38] dans son modèle de plasma dégénéré. La figure 27 montre l'évolution de $\bar{\sigma}$ suivant T . KIDDER [39] a proposé un modèle de résistivité des métaux en phase liquide-gazeuse où deux termes interviennent simultanément : l'un vient de la résistance du métal due à la diffusion de Coulomb des électrons par les ions ; l'autre traduit la diffusion des électrons par les neutres. A l'aide de ce modèle, il présente des résultats qualitatifs et des ordres de grandeur de variation de H et T dans un liner implosé.

Nous proposons d'adopter la loi $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 T_0/T$ jusqu'à des températures voisines de quelques 10^3 °K appelées températures de blocage : T_{bloq} . Au-delà de T_{bloq} , $\bar{\sigma}$ est considérée comme indépendante de T et conserve une valeur bloquée $\bar{\sigma}_{\text{bloq}}$, que lui confère la loi des métaux solides. Les températures correspondant au gaz de Lorentz ne sont pas atteintes par le liner et aucune autre correction de $\bar{\sigma}$ ne sera nécessaire. La température T_{bloq} est choisie de façon que la valeur $\bar{\sigma}_{\text{bloq}}$ correspondante, permette au système (68) dans lequel elle intervient, de retrouver les résultats expérimentaux. La figure 28 montre dans le cas de l'implosion d'un liner en acier inoxydable, l'influence de T_{bloq} sur les valeurs finales de $r(t)$ et $H(t)$. T_{bloq} prend les valeurs 2000, 4000, 9000 °K et les valeurs du rayon r et du champ H en sont affectées près de la focalisation. La figure 29 donne les températures des couches du même liner à l'instant 12 μs (avant la fin de compression) ; on observe que les différences de température sont de quelques 10^4 °K dans les couches correspondant à l'épaisseur de peau. La comparaison de nombreux résultats expérimentaux aux calculs théoriques s'y reportant, a montré que

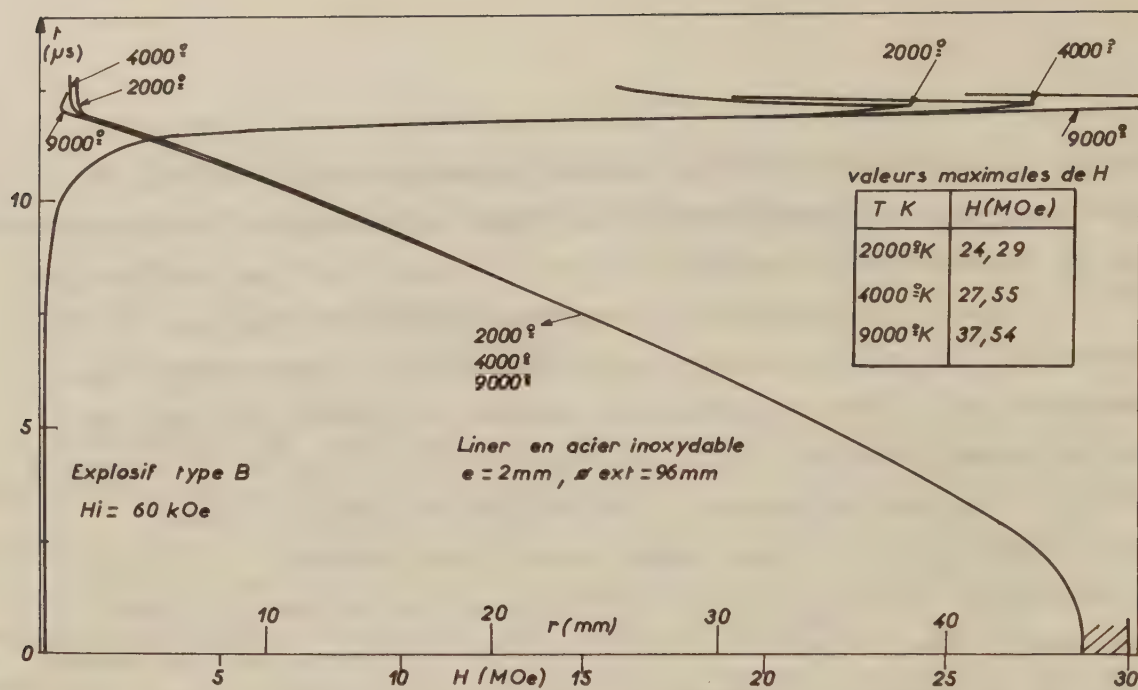


FIG. 28 - Influence de T_{bloq} (2 000°, 4 000° et 9 000°K) sur la variation de H et de r pour un liner en acier dans les mêmes conditions par ailleurs. Seules sont affectées les valeurs maximales de H.

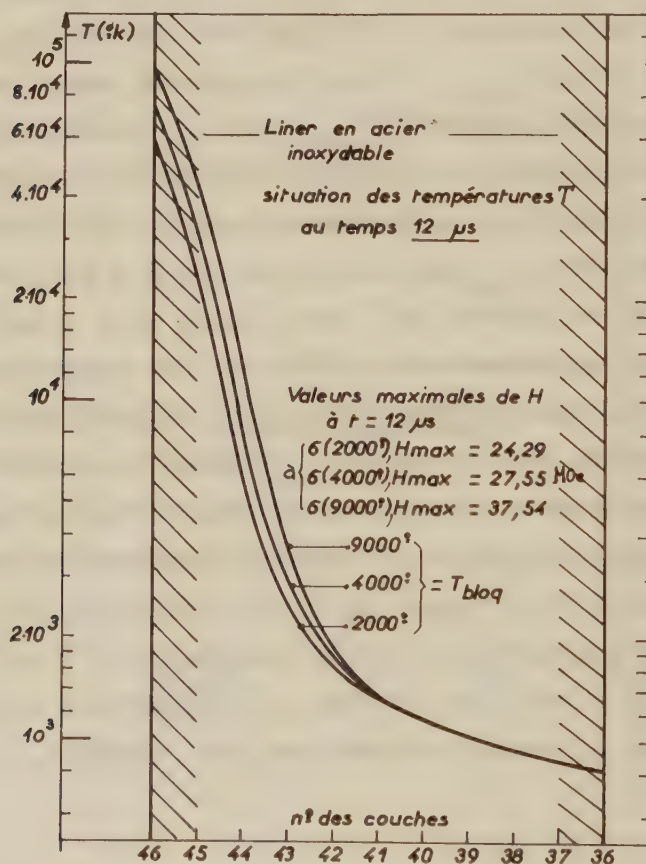
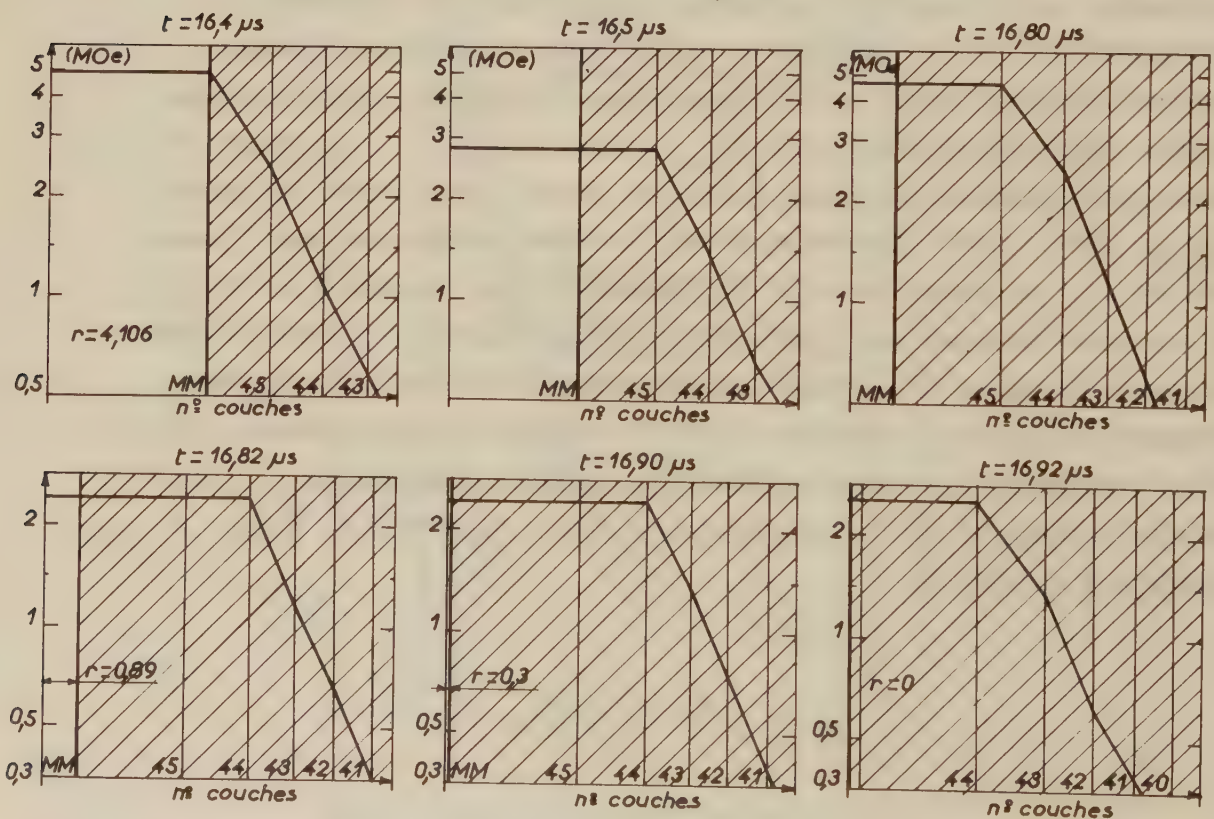
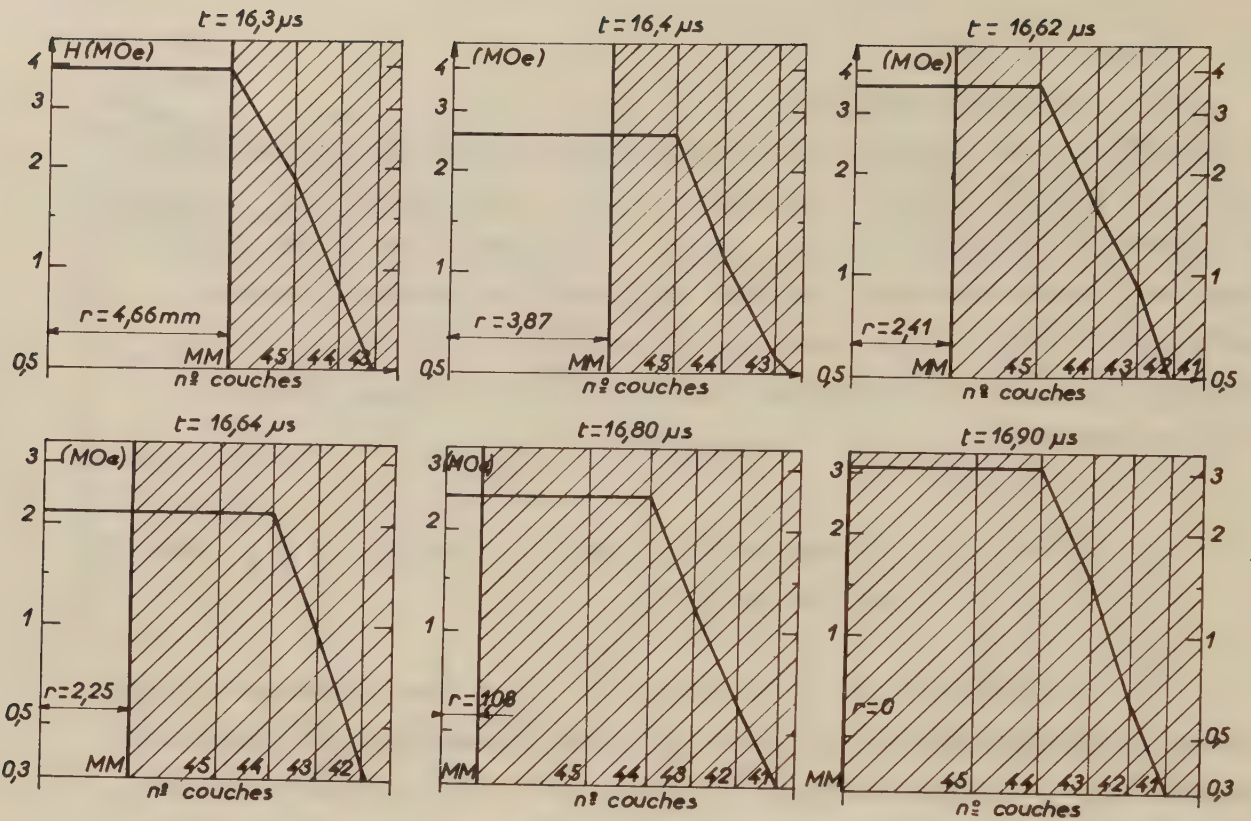


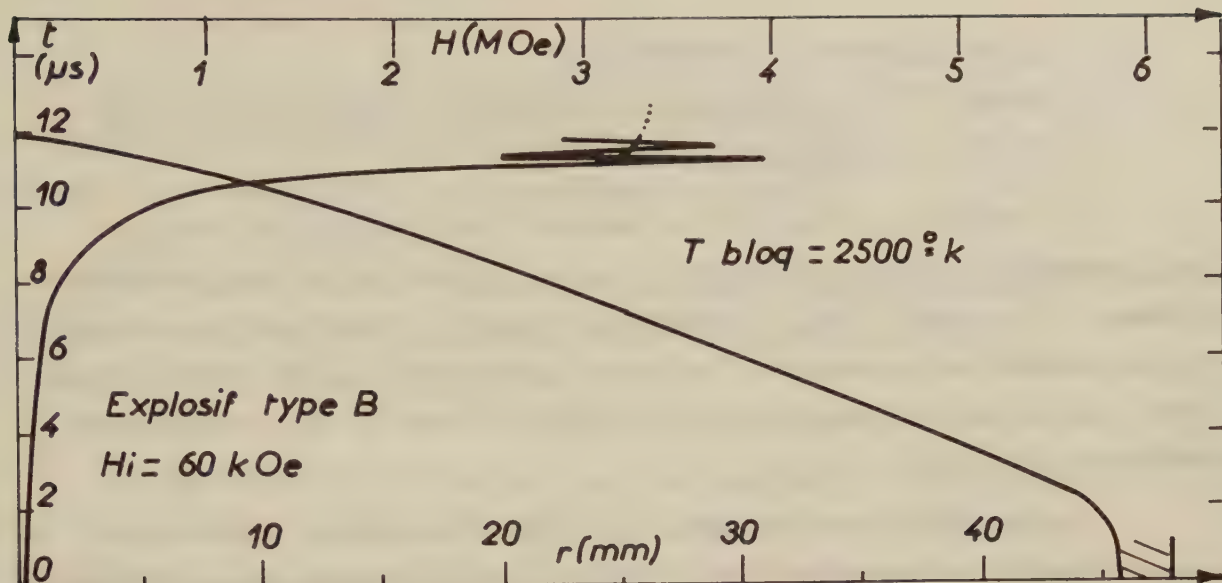
FIG. 29 - Evolution de la température T dans les couches d'un liner en acier inoxydable ($e = 2 \text{ mm}$, $\phi_{\text{ext}} = 96 \text{ mm}$) suivant les valeurs de T_{bloq} .

la température de blocage qui assurait la meilleure identité de valeurs de H et t avec les valeurs mesurées, jusqu'à 12 MOe, était $T_{\text{bloq}} = 3000^\circ\text{K}$. De ce fait la conductivité σ_{bloq} prend la valeur, d'après (48), $\sigma/10$. Pour les liners en cuivre, la même température de blocage convient parfaitement bien. Il est important de noter que cette valeur $\sigma/10$ ne donne qu'un ordre de grandeur des champs calculés dans la zone de focalisation.

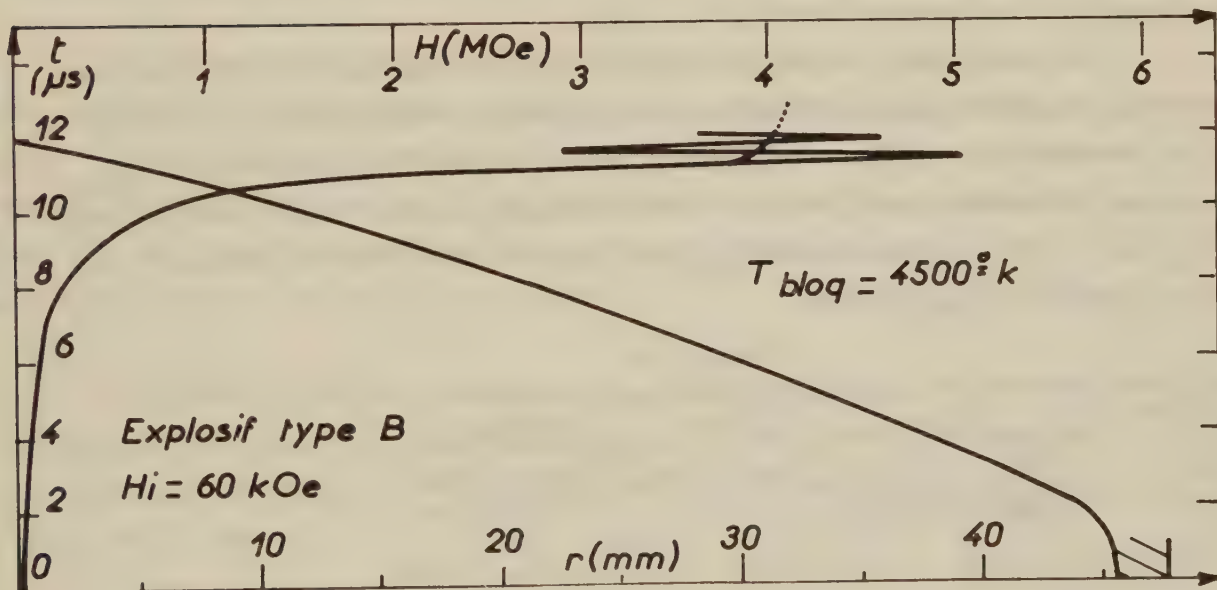
II-4.4.2. Blocage de σ et annulation de J_θ et E_θ dans les couches centrales

Le blocage de σ à la valeur $\sigma/10$ a pour conséquence d'augmenter considérablement le courant J_θ dans la couche où la température atteint T_{bloq} . On peut atténuer cet effet soit par le blocage simultané dans la même couche de J_θ et par suite de E_θ , soit par l'annulation de ces quantités. Cette solution a été retenue. Ainsi le champ H n'est plus contenu par les courants de la couche où ils sont nuls et y pénètre. Ce phénomène se propage de l'intérieur vers l'extérieur du liner. La compression de H en est contrariée et son sens de variation devient décroissant et oscillant. Les figures 30 et 31 montrent la pénétration de H pour différentes valeurs de T_{bloq} : 2500 et 4500 °K. La figure 32 indique les évolutions correspondantes du champ H qui, selon la valeur de T_{bloq} , est limité à des valeurs de 3 à 4 MOe, alors que sans l'annulation de J_θ il aurait atteint et dépassé 20 MOe. L'annulation de J_θ semble trop sévère par ses conséquences sur le calcul de H dans la cavité centrale du liner et il devient impossible de retrouver les résultats expérimentaux. Dans la suite de l'étude, la résolution du système (68) se fera en conservant J_θ non nul dans les couches atteintes par la température de blocage et seule la conductivité sera bloquée à sa valeur σ_{bloq} atteinte à $T = 3000^\circ\text{K}$.





Traitement numérique selon le système (68) de la compression
 d'un liner en acier ($e = 2$ mm) avec blocage de σ et annulation
 de J_{θ} et E_{θ} dans les couches où T dépasse T_{bloq} .
 $T_{bloq.} = 2\ 500^{\circ}K$.



Même traitement ; $T_{bloq.} = 4\ 500^{\circ}K$.

FIG. 32 - Blocage de σ et annulation de J_{θ} et E_{θ} .

II-4.5. Extrapolations et comparaisons

II-4.5.1. Extrapolations en fonction du champ initial et de la géométrie

A l'aide du système (68) on calcule l'implosion d'un liner en acier inoxydable d'épaisseur initiale 2 mm en faisant varier deux paramètres séparément : le champ H_1 et le diamètre du liner Φ_1 . Pour tous les cas traités, les paramètres concernant l'implosoir, conservent la même valeur c'est-à-dire : la puissance énergétique de l'explosif (type B) et le coefficient géométrique γ ($\gamma = 2$).

Les résultats sont traduits sous forme de courbes ; les valeurs maximales de $H(t)$ apparaissent sur le tableau VI en fonction de H_1 et Φ_1 . Ce tableau montre que pour un champ H_1 donné (ex: 60 kOe) les valeurs finales $H_{\max}$ sont du même ordre de grandeur (~ 23 MOe) dans les 3 géométries choisies.

Cela prouve que pour des implosoirs et liners de dimensions homothétiques, les pressions dans les couches prises à des temps ou des rayons homothétiques sont équivalentes et en conséquence il en est de même des pressions magnétiques $B^2/8\pi$ correspondantes dans la cavité ($B^2/8\pi$ est aussi la pression à la surface interne du liner).

Si le champ H_1 change de valeur, les phénomènes de diffusion sont modifiés et les variables d'état du liner comme la température, la densité et la pression ne sont plus les mêmes. Il est normal que les valeurs $H_{\max}$ en soient affectées dans le sens d'une diffusion accrue. Ainsi dans le cas où H_1 vaut 120 kOe, les valeurs $H_{\max}$ se situent autour de 17 MOe pour les trois géométries considérées.

TABLEAU VI

Φ_1 H_1	96 mm		221 mm		296 mm	
	$H_{\max}$	$r_{\min}$	$H_{\max}$	$r_{\min}$	$H_{\max}$	$r_{\min}$
	(MOe)	(mm)				
60 kOe	25,92	1,49	21,54	4,16	23,4	5,58
120 kOe	17,53	2,3	17,03	6,85	17,86	9,3
180 kOe	15,27	3,26				

Les figures 33, 34 et 35 donnant l'allure des variations de $H(t)$ et $r(t)$ montrent que pour un rayon choisi (ex : $r = 5$ mm) le champ est plus élevé si la valeur de H_1 est elle-même plus grande.

Les figures 36 et 37 permettent de suivre l'évolution de $H(t)$ pour une même valeur de H_1 . A un rayon donné, la géométrie initiale la plus grande crée le champ le plus élevé.

La même étude a été réalisée pour la compression d'un liner en cuivre. Les conditions d'implosion liées à l'explosif sont identiques au cas précédent. Les champs finaux, pour un H_1 de 60 kOe, sont du même ordre (~ 20 MOe) quelque soit la géométrie initiale ; par contre les rayons au rebondissement augmentent avec cette géométrie. A un rayon donné, la géométrie initiale la plus grande crée, encore dans ce cas, le champ le plus élevé (voir figure 38).

II-4.5.2. Comparaison des liners en acier ou en cuivre

Pour une géométrie, une qualité d'explosif et un champ initial H_1 donnés, l'étude des compressions montre que pour un même rayon choisi à l'avance ($r \sim 3,5$ mm) le champ le plus élevé est obtenu avec un liner en cuivre, 18 MOe, alors que pour un liner en acier, le champ vaut à peu près 12 MOe. Ces résultats apparaissent sur la figure 39 où le point A se rapporte à l'acier et le point B au cuivre.

La figure 40 montre que pour une grande géométrie de Φ_1 221, il est possible aussi bien avec le cuivre que l'acier d'observer dans des cavités finales supérieures à 4 mm (cavité de rebondissement) des champs de l'ordre de 20 MOe.

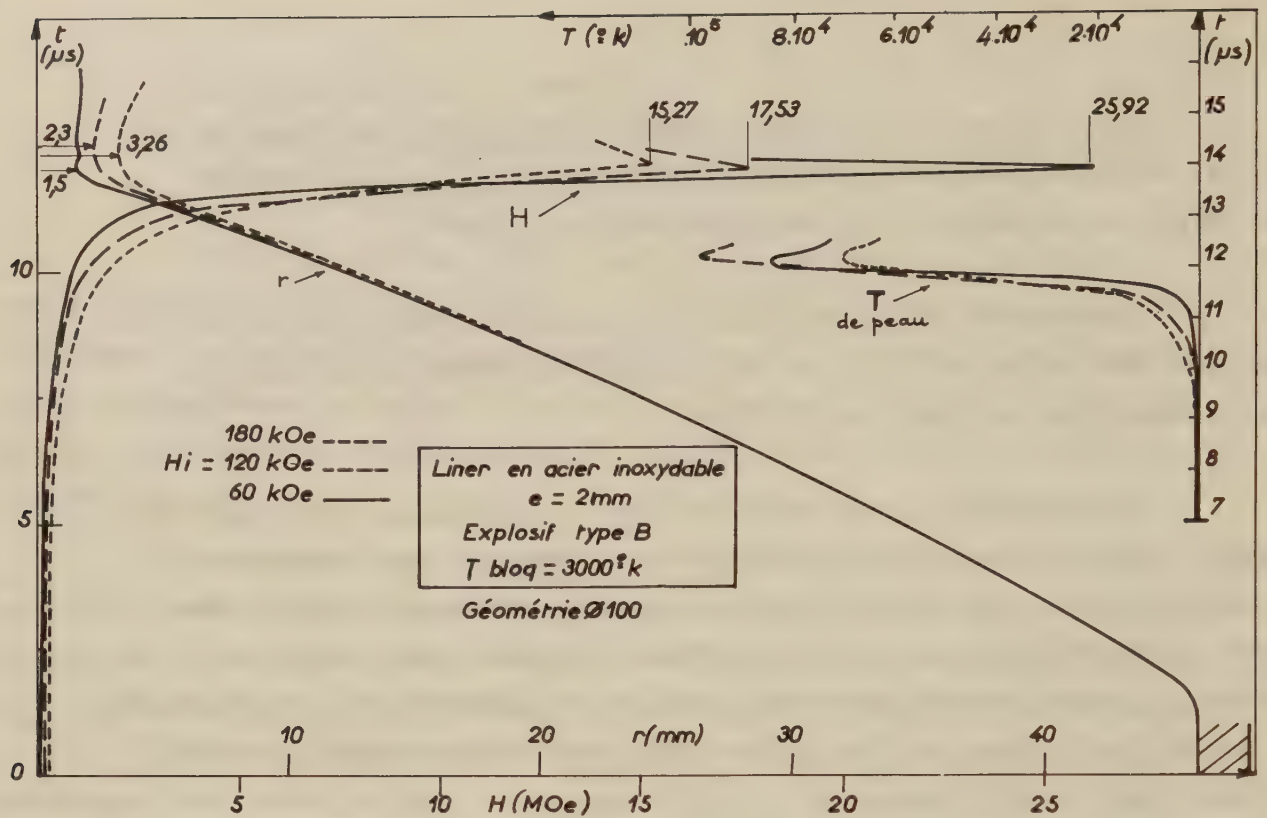


FIG. 33 - Variations de $H(t)$ et $r(t)$ pour différentes valeurs de H_1 ; géométrie : ϕ 100.

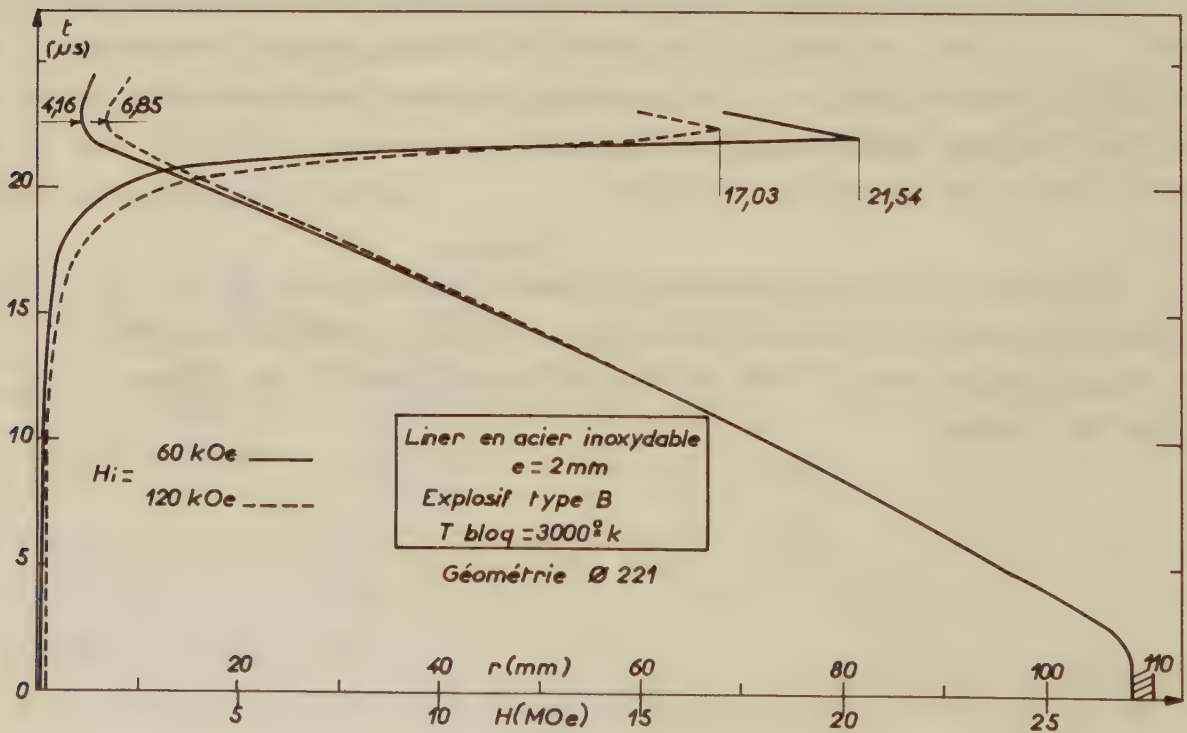


FIG. 34 - Variations de $H(t)$ et $r(t)$ pour différentes valeurs de H_1 ; géométrie : ϕ 221.

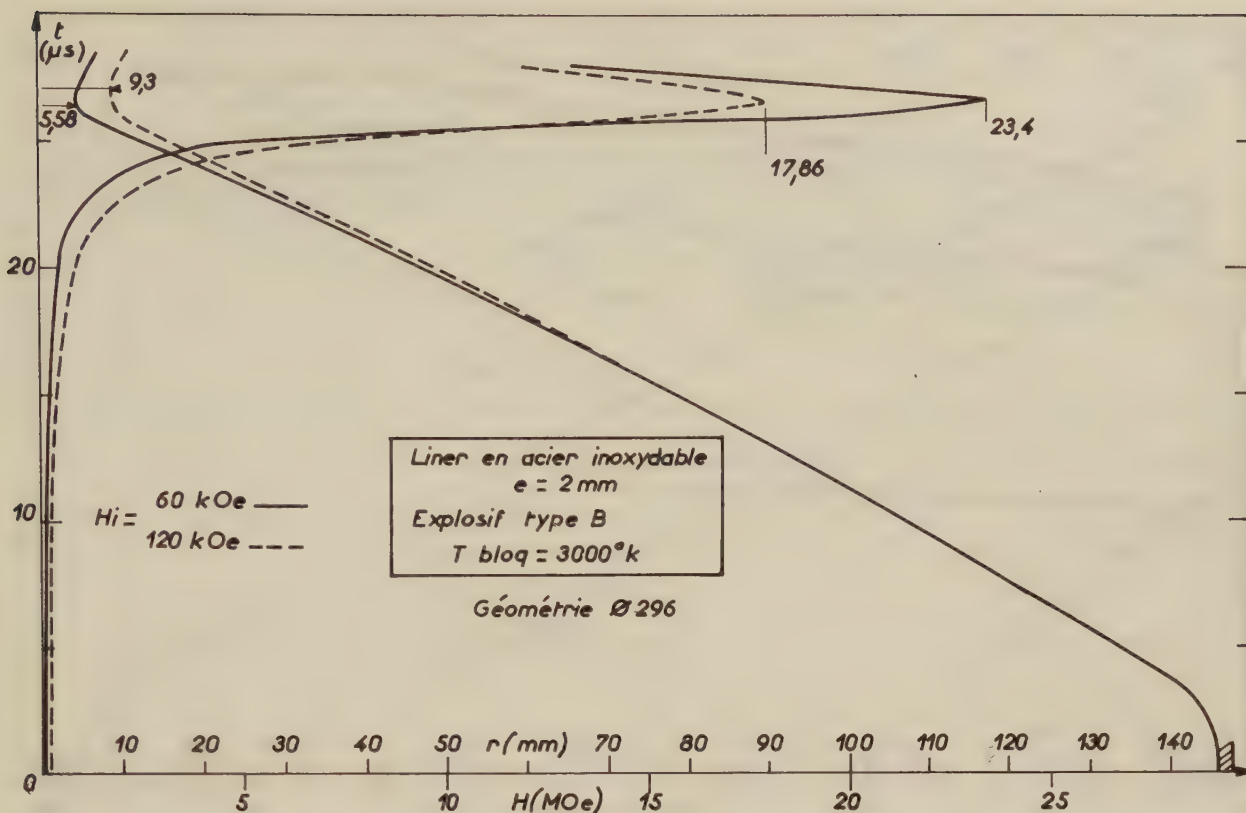


FIG. 35 - Variations de $H(t)$ et $r(t)$ pour différentes valeurs de H_1 ; géométrie : $\varnothing 296$.

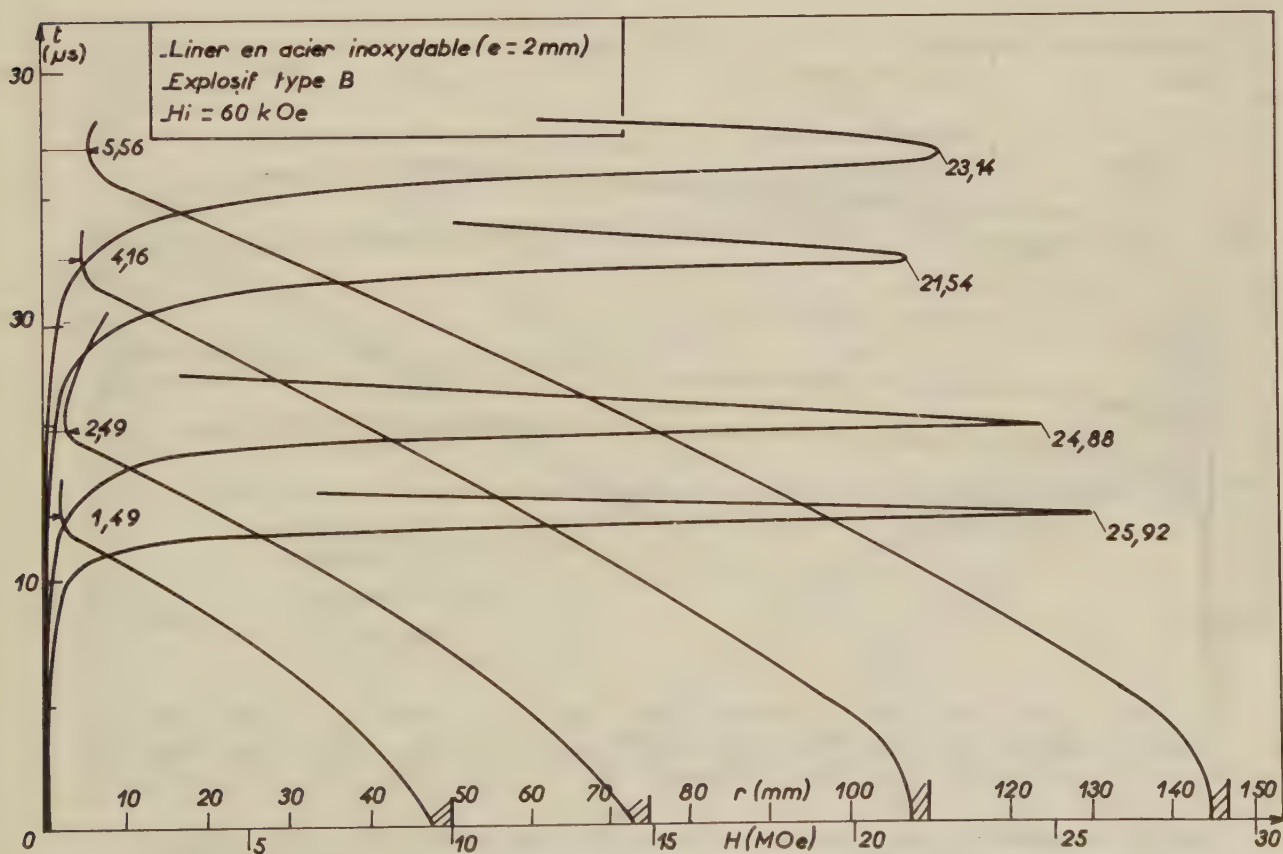


FIG. 36 - Valeurs de H_1 et r_1 suivant les dimensions du liner (ac. inox), les autres paramètres étant fixés ; $H_1 = \max$ 60 kOe.

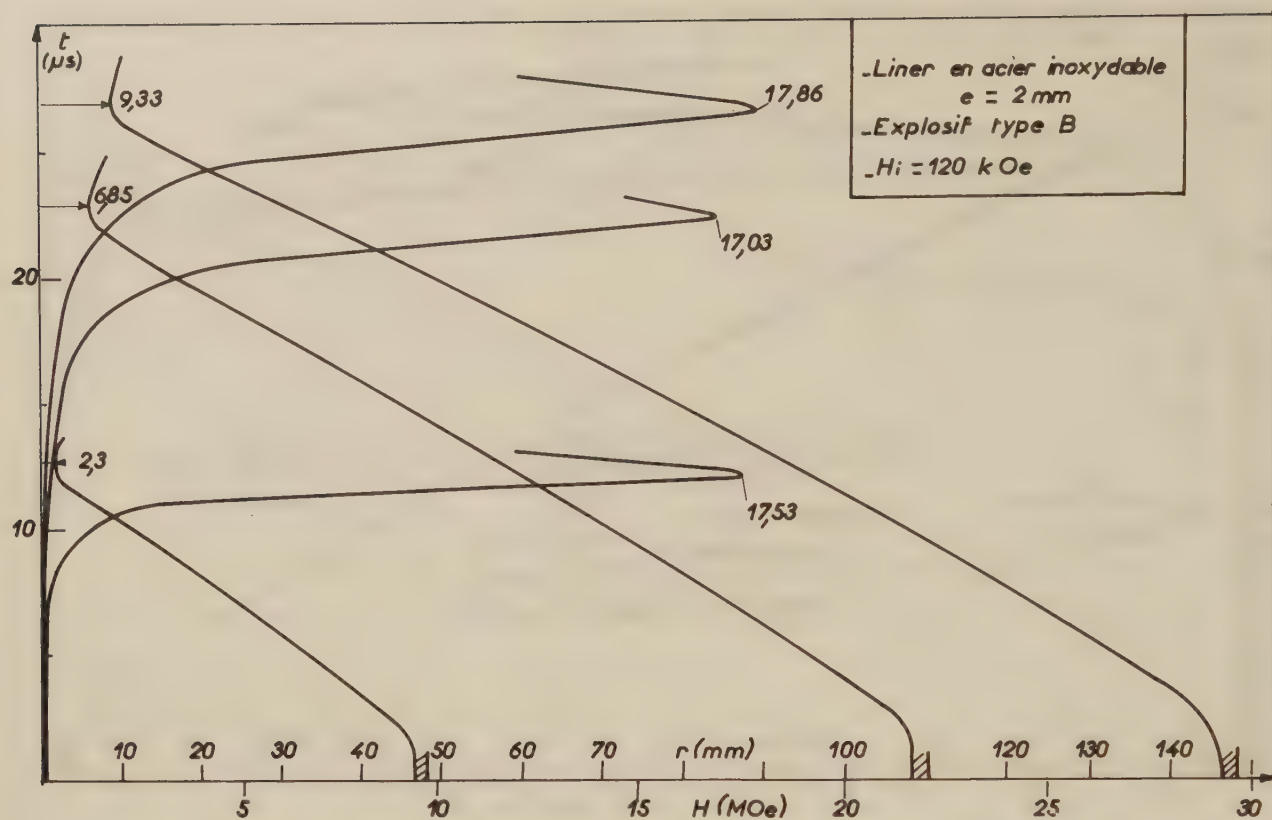


FIG. 37 - Valeurs de $H_{\max}$ et $r_{\min}$ suivant les dimensions du liner (ac. inox.), les autres paramètres étant fixés ; $H_i = 120 \text{ kOe}$.

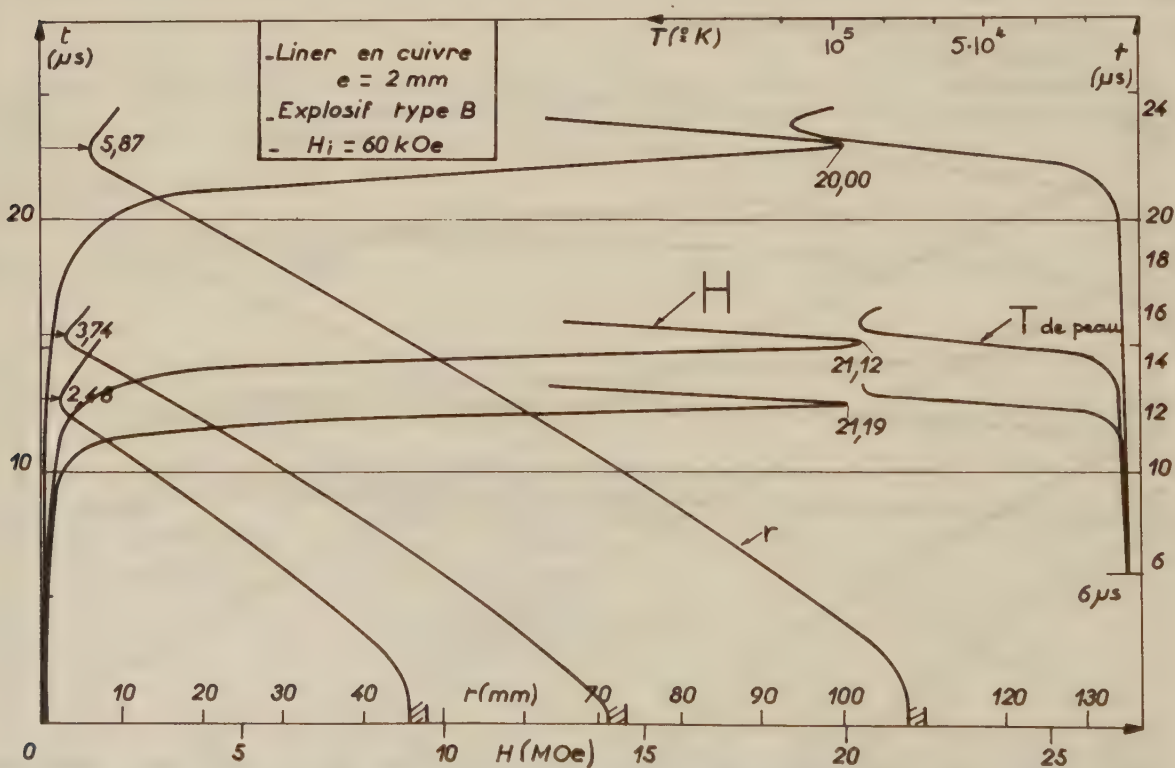


FIG. 38 - Valeurs de $H_{\max}$ et $r_{\min}$ suivant les dimensions du liner en cuivre, les autres paramètres étant fixés - $H_i = 60 \text{ kOe}$.

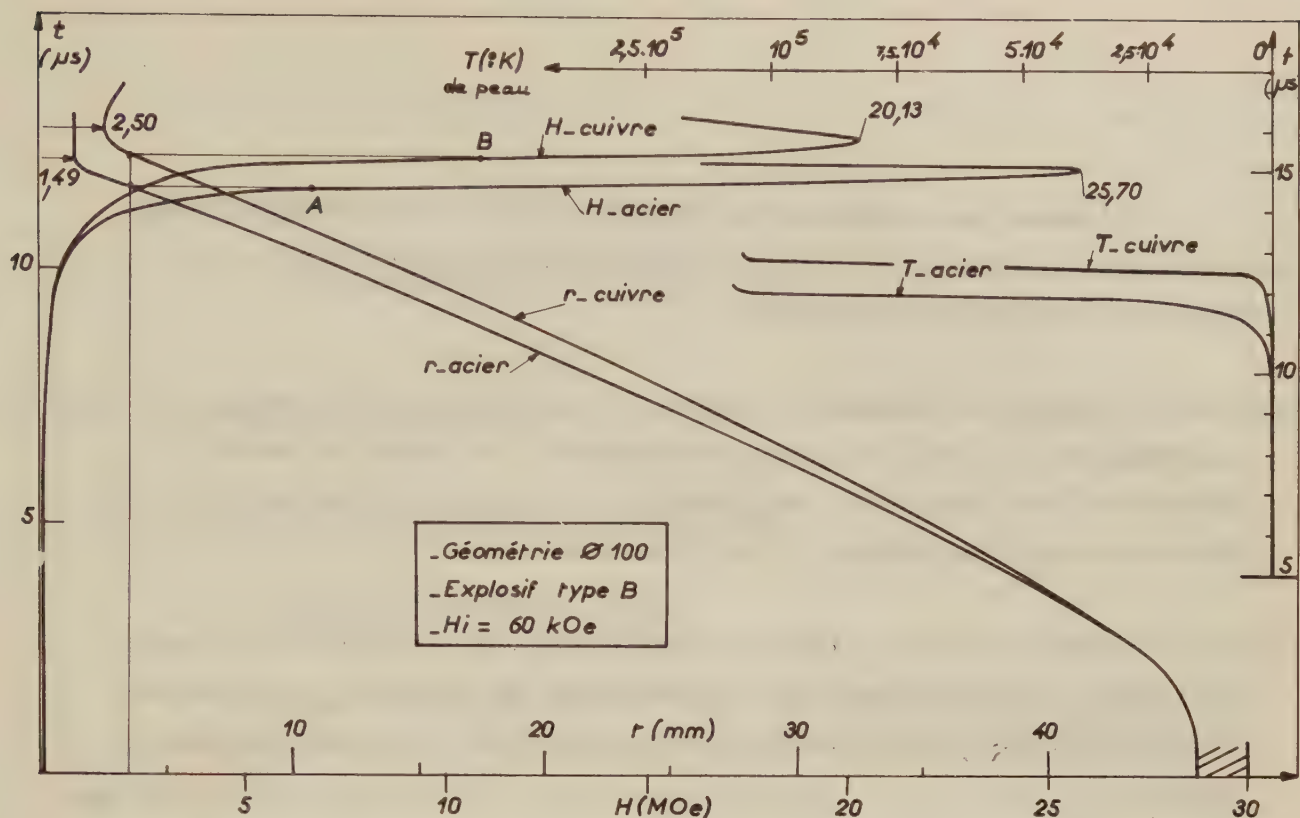


FIG. 39 - Comparaison des champs obtenus avec un liner soit en acier, soit en cuivre. Géométrie : ϕ 100. La température T est celle de la couche interne du liner.

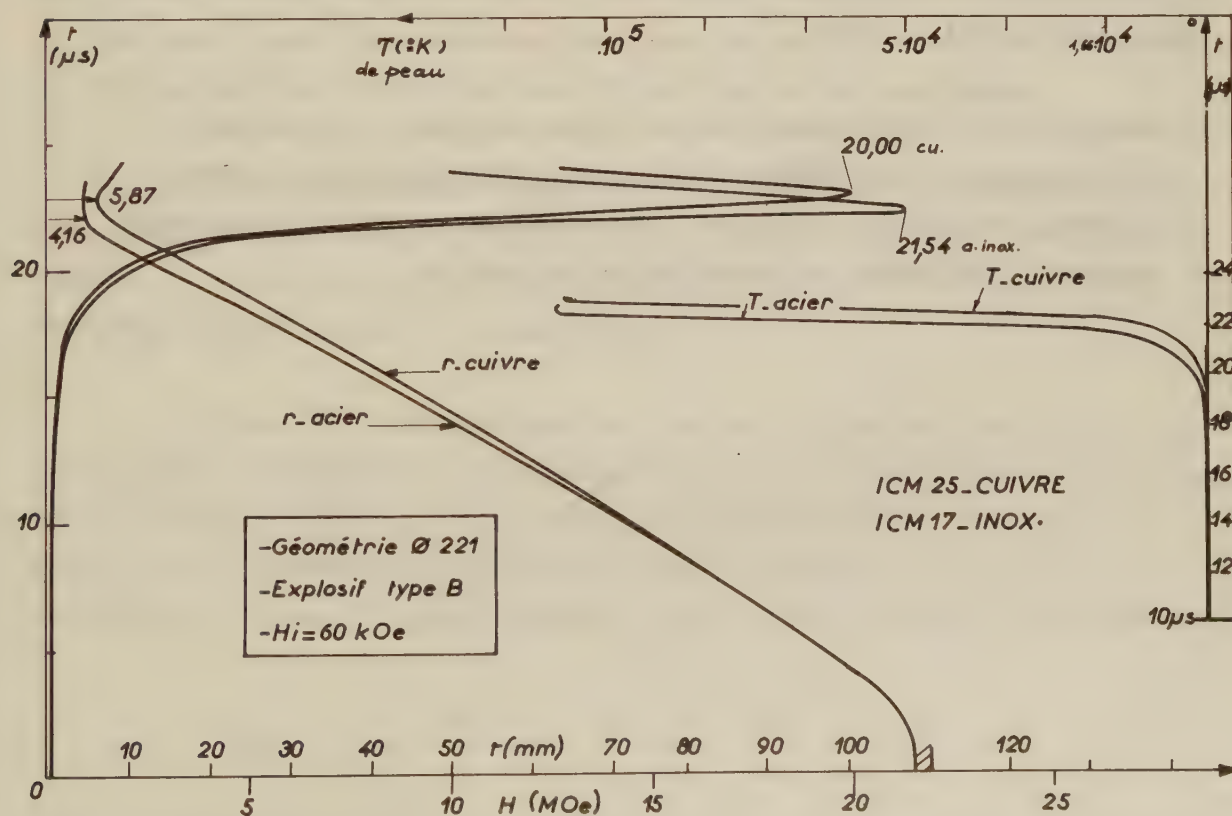


FIG. 40' - Comparaison des champs obtenus avec un liner soit en acier, soit en cuivre. Géométrie : ϕ 221. La température T est celle de la couche interne du liner.

L'examen des résultats des différents cas d'implosion de champ calculés avec le même type d'implosor (explosif du type B, $\nu = 2$) conduit aux conclusions suivantes :

- a) Pour un montage de dimensions données et quelque soit le matériau constituant le liner, le champ correspondant à un rayon de cavité choisi en fin d'implosion, par exemple $r = 5$ mm, est d'autant plus élevé que le champ initial H_1 est plus élevé.
- b) Pour un champ initial H_1 fixé et quelque soit le matériau constituant le liner, le champ obtenu pour un même rayon de cavité en fin d'implosion est d'autant plus élevé que la dimension Φ_1 initiale est plus grande.
- c) Pour toutes conditions égales par ailleurs, l'emploi de liners en cuivre conduit à des champs finals plus grands que ceux obtenus par liners en acier inoxydable.
- d) Le résultat de 25 MOe obtenu dans un liner en acier de rayon égal à 2 mm et annoncé par SAKHAROV [11] doit correspondre à l'implosion d'un montage de diamètre Φ_1 de l'ordre de 200 mm minimum utilisant un explosif plus rapide si possible que le type B.

CHAPITRE II

RECHERCHE DES CHAMPS TRES ELEVES

I - REALISATIONS EXPERIMENTALES

I-1. Le liner et les problèmes d'instabilités

I-1.1. Qualités demandées au liner

Le liner métallique utilisé dans les expériences de compression de flux doit dans la phase préparatoire d'injection de champ présenter une faible conductivité σ pour laisser pénétrer à son intérieur un champ magnétique déjà important (de l'ordre de 100 kOe) et offrir en cours de compression une conductivité la plus grande possible pour que les pertes de flux soient réduites. On est naturellement conduit à utiliser un tube avec fente longitudinale initiale, qui sous l'effet de l'implosion se referme sur lui-même et présente alors une faible résistance.

Les nombreux essais expérimentaux tentés dans le but de donner à la fente un profil qui n'engendre pas d'instabilités hydrodynamiques ont échoué. La fente tangentielle est cependant celle qui crée le moins de perturbations et se ferme le mieux [12/.

La qualité de la surface du tube est un facteur important de la stabilité de compression ; tout défaut de surface, même de faible amplitude est l'origine d'instabilités, au sens de RAYLEIGH-TAYLOR, qui peuvent donner lieu en phase d'accélération (mise en vitesse du tube) et de décélération (phase de ralentissement final ou rebondissement) à des défauts

catastrophiques : apparition de jets de matière qui occluent la cavité centrale et détruisent la sonde de mesure avant la focalisation. Ces phénomènes ont donné lieu à des études de stabilité d'une interface métal-
vide, soumis à une accélération brutale, que nous présentons plus loin.

L'obligation d'utiliser des liners sans fente a nécessité des études sur le choix et la forme géométrique du matériau. Plusieurs solutions se présentent sous les formes suivantes :

- définition pour un matériau donné, d'une épaisseur optimale qui laisse pénétrer le flux initial et le piège efficacement ensuite,
- recherche d'un matériau à conductivité moyenne : l'acier inoxydable est apparu comme répondant le mieux à ce critère,
- emploi de liners à plusieurs couches, par exemple le liner est en acier inoxydable et sa surface intérieure est cuivrée sur quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur,
- emploi de liners constitués par une bande de métal et d'isolant plaqué dessus puis enroulé en spirale sans "fermeture électrique" initiale. Sous l'effet du choc l'ensemble métal-isolant devient un conducteur compacte cylindrique,
- emploi de liners en matériau très conducteur comme le cuivre et système d'injection de flux à grande période dans le temps.

Toutes ces solutions ont été essayées et sont présentées et analysées plus loin. Traitons d'abord le problème des instabilités.

I-1.2. Instabilité d'une interface soumise à une accélération

On considère l'interface définie par une plaque métallique plane et le vide. La plaque est soumise à une accélération perpendiculaire à sa surface principale et a pour dimensions L . A l'instant initial, on suppose l'existence de défauts calibrés (fentes ou rainures) dépendant seulement de l'abscisse x (voir figure 41-a) dont l'amplitude vaut $z = \zeta(x, 0)$ et la cote de la surface s'exprime par $z = Z(0)$. A l'instant t , on a alors : $z = Z(t) + \zeta(x, t)$ et l'on se propose d'étudier $\zeta(x, t)$. Il faut écrire un système qui rassemble l'équation de Navier, l'équation de conservation de la masse et les conditions aux limites. Sa résolution s'obtient dans le cas d'un fluide incompressible donc de vitesse particulaire $V_0(t) = \dot{Z}(t)$ égale en tout point ; on linéarise les équations et on cherche des solutions sous la forme de séries (1 est l'ordre des harmoniques composant la perturbation)

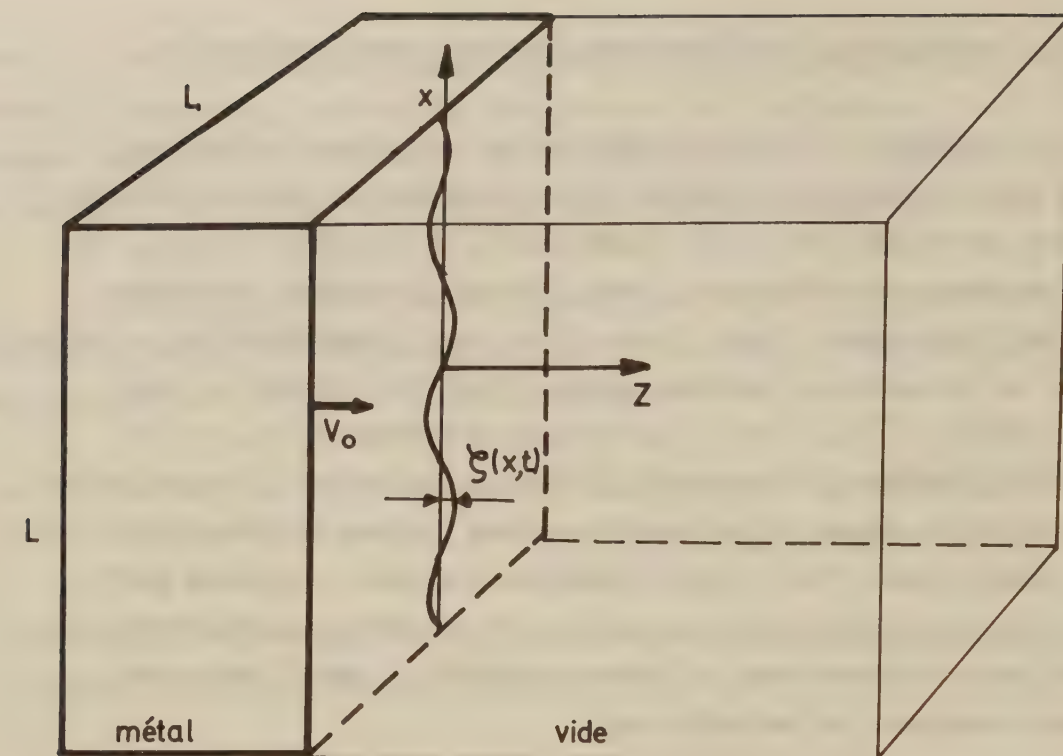
$$(69) \quad \zeta(x, t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \eta_1(t) \exp\left(\frac{2\pi i 1}{L} x\right)$$

Ce problème a été traité par Sir GEOFFREY-TAYLOR [40/ dans le cas de milieux accélérés par la pesanteur. Nous utilisons dans le cas de la plaque accélérée une solution, proposée par CHAMPETIER [41/ qui donne l'évolution des $\eta_1(t)$

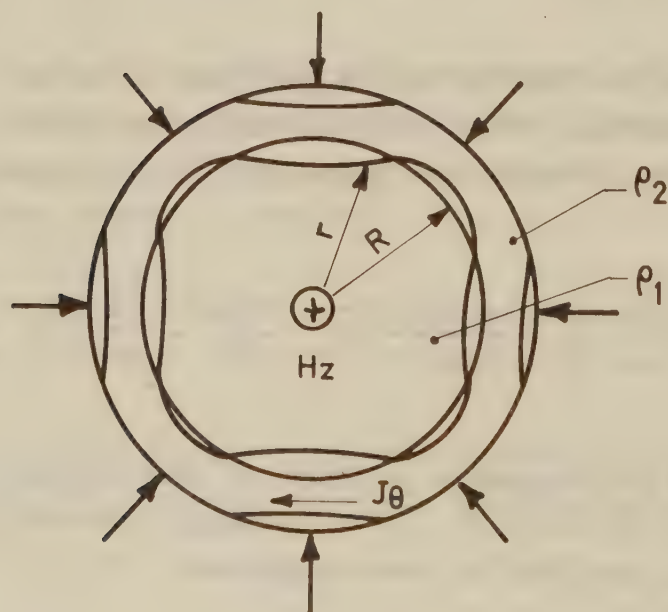
$$(70) \quad \ddot{\eta}_1 + \frac{8\pi^2 \nu_m l^2}{L^2} \dot{\eta}_1 + \frac{2\pi |1|}{L} \left(\dot{V}_0 + \frac{\alpha_m}{\rho} \frac{4\pi^2 l^2}{L^2} \right) \eta_1 = 0$$

Dans les calculs relatifs à la compression de liner, on peut négliger les termes où interviennent la viscosité ν_m et la tension superficielle α_m du métal. L'équation (70) se met sous la forme simplifiée

$$(71) \quad \ddot{\eta}_1 + \frac{2\pi |1|}{L} \dot{V}_0 \eta_1 = 0$$



a-



b-

FIG. 41 - a) Plaque de métal accélérée par choc. Evolution des instabilités de l'interface métal-vide.

b) Stabilisation des défauts de surface d'un tube par un champ magnétique H_z .

Quand la mise en vitesse du milieu est brutale, l'accélération $\ddot{V}_0$ peut s'écrire $\ddot{Z}_0 \delta(t)$ et la solution (71) est donnée par l'expression :

$$(72) \quad \eta_1(t) = \eta_1(0) \left[1 - 2\pi \frac{|l|}{L} V_0 t \right]$$

l'amplitude η_1 du défaut évolue linéairement et le défaut est dit instable de première espèce. Quand le milieu subit une décélération qui fait passer sa vitesse de u à $-u$ en un temps τ , l'amplitude η_1 est donnée par l'expression :

$$(73) \quad \ddot{\eta}_1 + \frac{2\pi|l|}{L} \left(-\frac{2u}{\tau} \right) \eta_1 = 0$$

η_1 croît exponentiellement dans le temps et le défaut est dit instable de deuxième espèce

$$(74) \quad \eta_1(t) = \eta_1(0) \exp \left[\left(\frac{4\pi u|l|}{L\tau} \right)^{1/2} t \right]$$

L'expression (72) montre que la vitesse de déformation $\eta_1(0) \cdot 2\pi \frac{|l|}{L} V_0$ est d'autant plus grande que l'ordre de la perturbation (fente étroite ou large), l'amplitude initiale (fente profonde ou non) et la vitesse V_0 sont plus grands. Notons que les creux deviennent des bosses et réciproquement.

L'expression (73) montre qu'une accélération positive est, à notre sens stabilisante, car les défauts préexistants évoluent sinusoidalement (cas de la mise en vitesse à partir du repos).

Les conclusions théoriques ont été vérifiées par des expériences qui ont consisté à accélérer par choc des plaques métalliques sur lesquelles sont gravées des fentes de différents profils.

Des essais analogues ont été reproduits en implosant des liners cylindriques avec défaut de surface (voir figure 44) et les conclusions pratiques concernant l'évolution des défauts sont concordantes. Les figures 42 et 43 montrent bien que des fentes en profondeur donnent des jets dans la direction de l'accélération. La densité des jets mesurée par ailleurs [42] par des méthodes d'absorption relatives de rayons X (voir figure 43) est voisine de la densité du métal qui leur donne naissance (la densité du jet est sensiblement égale à 75 % de la densité du métal générateur). Les jets sont constitués de grains de matériau serrés et disposés essentiellement suivant l'axe qui joint la tête du jet à sa racine. L'enveloppe qui environne le jet est formée de poussières qui donnent au jet dans l'air une allure conique (voir figure 42). Une plaque métallique peut être percée par un jet (voir figure 44). Pour éviter les jets, il est recommandé d'employer des liners dont la surface intérieure soit de bonne qualité ; le polissage est recherché.

I-1.3. Stabilisation des défauts de surface par le champ magnétique

Il est apparu intéressant de suivre l'évolution des instabilités de surface du liner en présence de champ magnétique intense près de la focalisation. Le champ est axial et les instabilités considérées dans ce paragraphe sont dites "en flûte" (voir la figure 41-b). Les défauts existants ont une amplitude $\zeta(\theta, t)$ qui mesure la différence entre le rayon idéal du liner $R(\theta, t)$ et le rayon déformé $r(\theta, t)$ soit :

$\zeta(\theta, t) = R(\theta, t) - r(\theta, t)$. Le liner est supposé conserver une densité constante ρ_2 et le milieu central d'évolution une densité ρ_1 également constante. Cette hypothèse correspond à la présence fictive d'un puits vide sur l'axe du liner dans lequel la matière de densité ρ_1 serait précipitée sous la poussée du liner soumis lui-même à une accélération centripète. Les deux milieux ne sont pas miscibles. La méthode de TAYLOR et les travaux de JAREM et WATSON [43] concernant un plasma confiné par un champ donnent les principes de calcul : il faut écrire

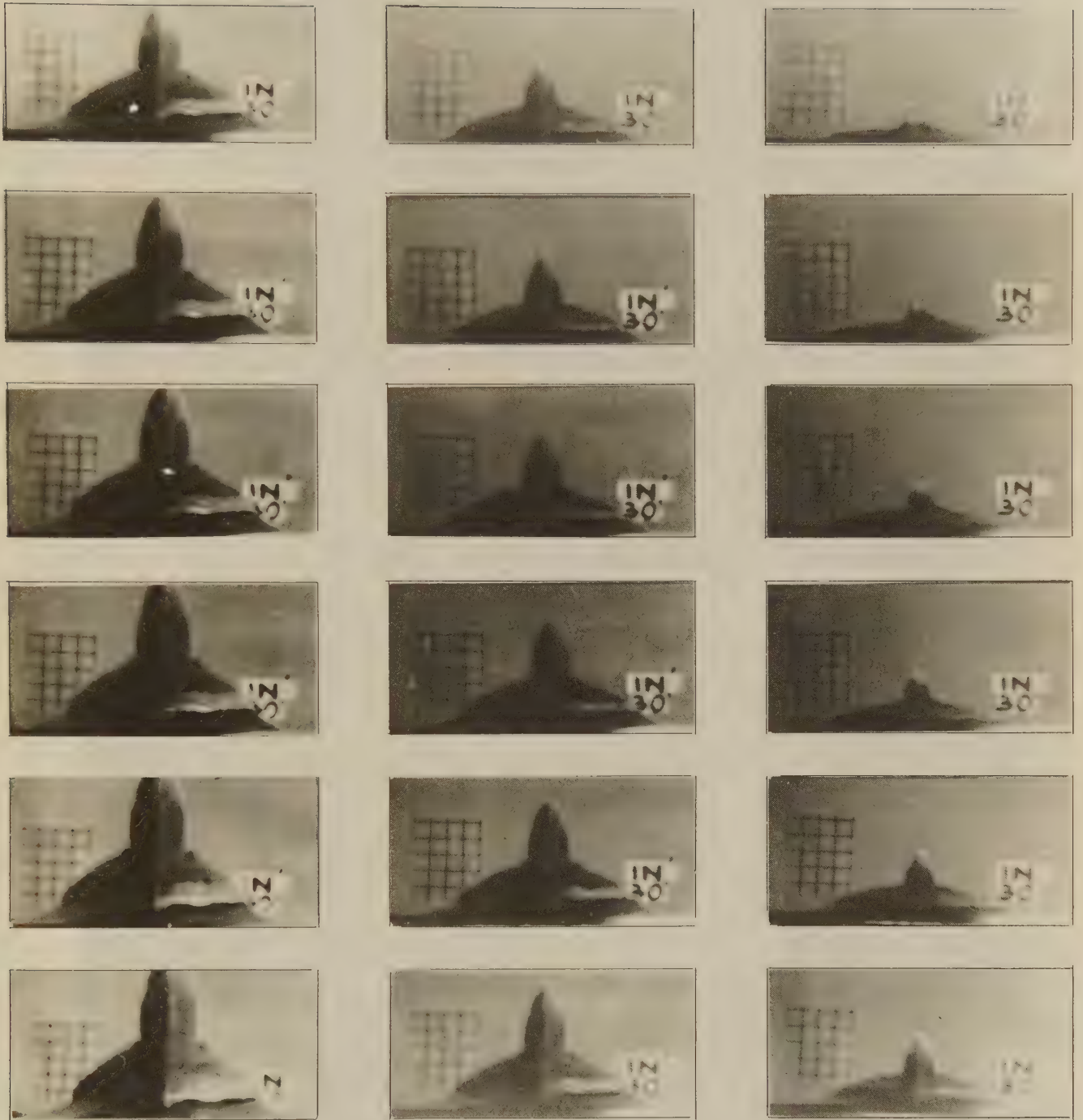


Fig. 42 - Evolution dans l'air d'un jet au droit d'une rainure tracée sur une plaque en acier (intervalle d'image : $0,83 \mu s$)

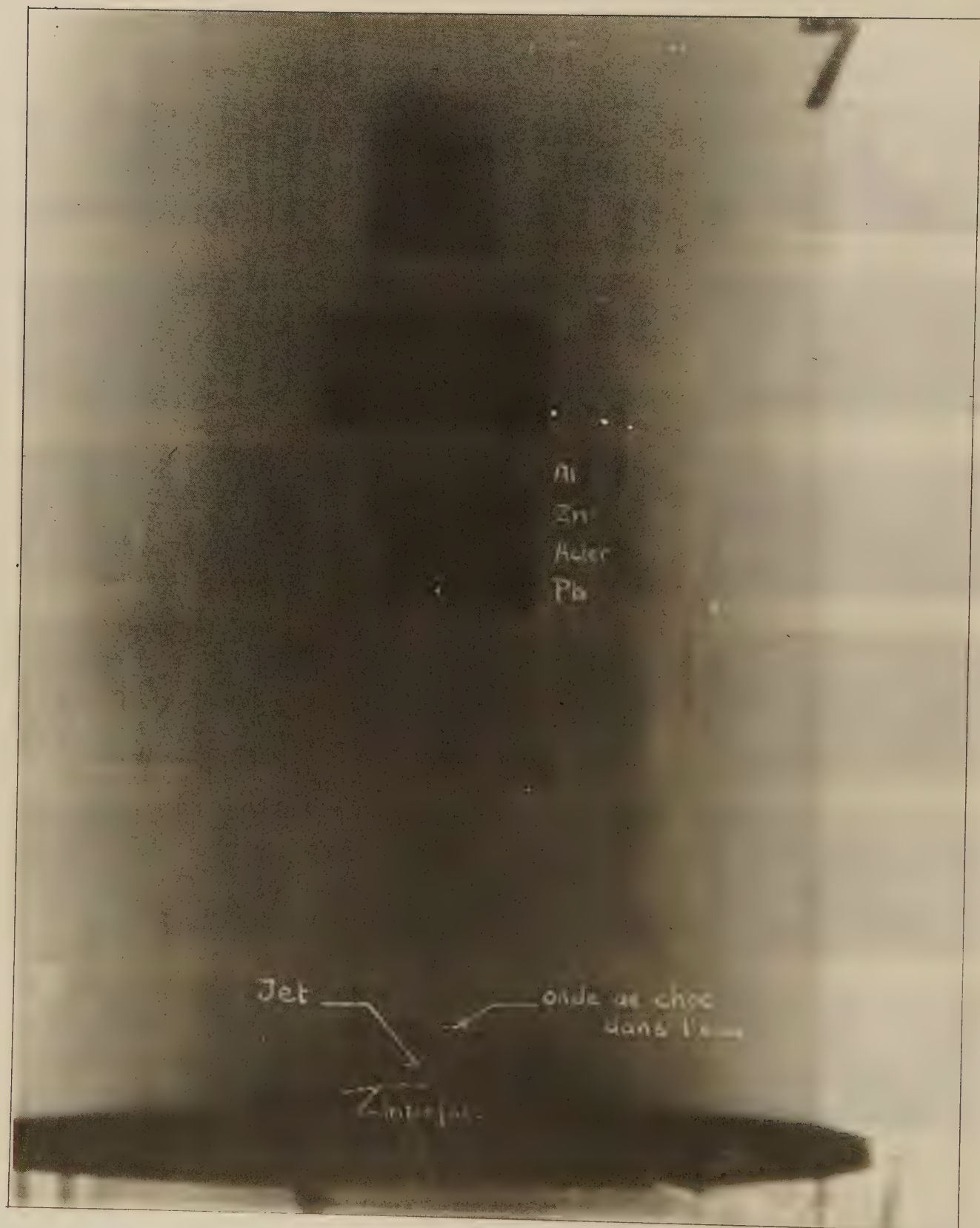


Fig. 43 - Evolution dans l'eau d'un jet de rainure tracée sur une plaque en plomb - Mesure par absorption de Rayons X de la densité du jet.

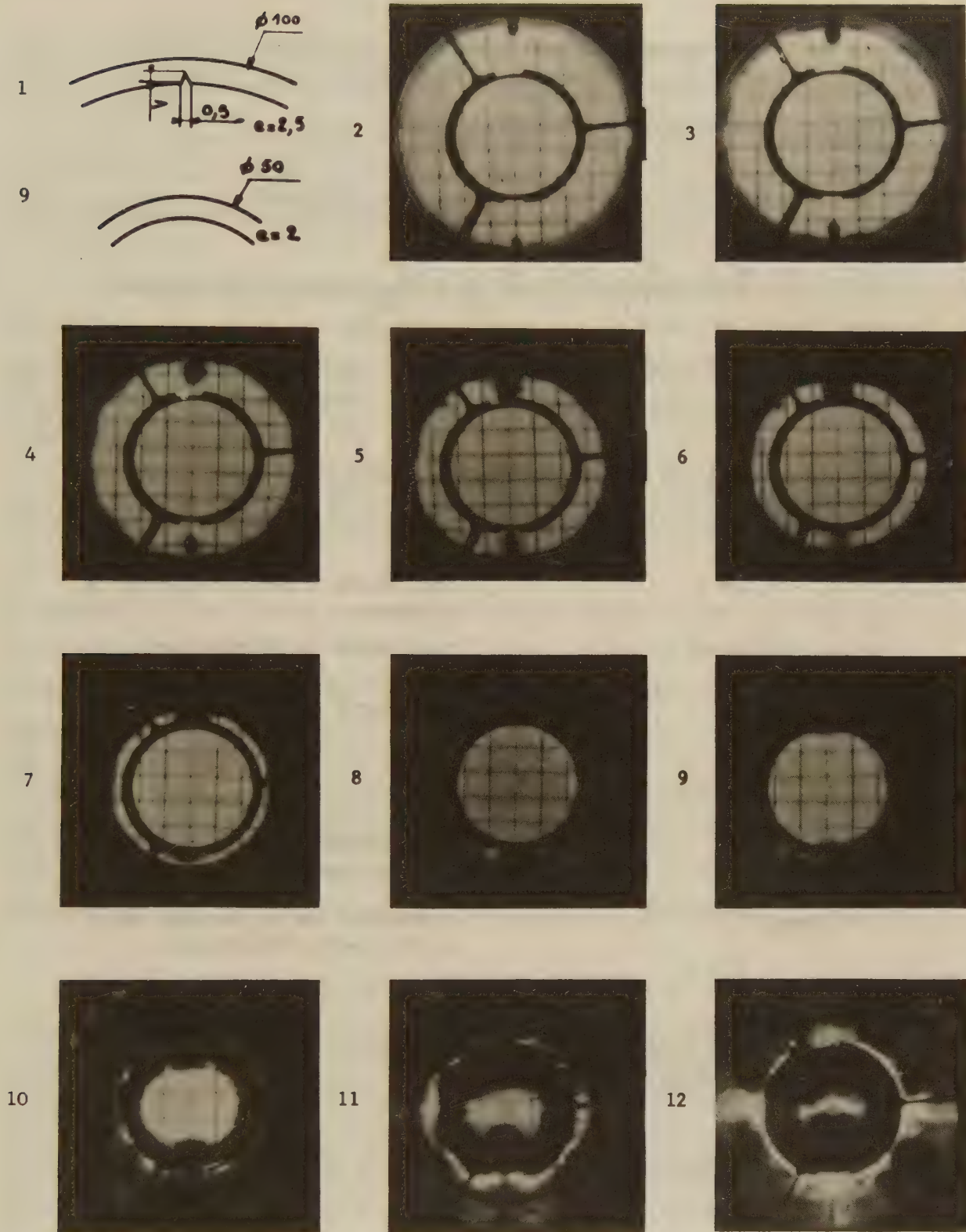


Fig. 44 - Perforation d'un tube au repos et en acier par des jets de rainure tracée sur un tube implosé et également en acier (intervalle d'image : $0,83 \mu s$).

les équations de l'hydrodynamique complétées par l'équation de diffusion du champ pour un milieu supposé infiniment conducteur. L'écoulement est incompressible et irrotationnel. Le système s'écrit :

$$(75) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 & \text{continuité} \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = \left(\frac{\vec{H}}{4\pi\rho} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{H} - \vec{\nabla} \left(\frac{p}{\rho} + \frac{\mu H^2}{8\pi\rho} \right) & \text{quantité de mouvement} \\ \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{H} - (\vec{H} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = 0 & \text{diffusion dans un milieu} \\ & \text{animé de la vitesse } V \\ & \text{et de conductivité infinie} \end{array} \right.$$

A l'interface les conditions aux limites sont données par les relations suivantes :

$$(76) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \vec{n} (\vec{v}_2 - \vec{v}_1) = 0 & \text{continuité superficielle de la} \\ & \text{vitesse} \\ \vec{n} (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 & \text{continuité de l'induction} \\ p_2 = p_1 + \frac{H^2}{8\pi} & \text{continuité de la pression} \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right] f(r, \theta, z, t) = 0 & \text{condition cinématique qui exprime} \\ & \text{que la vitesse d'entraînement de} \\ & \text{l'interface est celle d'un point} \\ & \text{qui s'y trouve.} \\ \vec{n} = \left| \frac{\vec{\nabla} f}{|\vec{\nabla} f|} \right|_{f=0} & \text{expression de la normale sur} \\ & \text{l'interface d'équation } f \end{array} \right.$$

La perturbation ζ est traduite par une série qui se développe sur les deux paramètres θ et z dans le cas général :

$$\zeta(\theta, z, t) = \eta(t) \cdot \sum_{m,n}^{+\infty} \cdot \sum_{m: -\infty}^{+\infty} \cdot \exp i(n\theta + mz)$$

$\eta_{n,m}^{(t)}$ est l'amplitude d'ordres m et n.

La résolution d'un tel système est laborieuse ; il convient d'introduire des potentiels de vitesse et de champ, puis d'écrire les équations du mouvement perturbé et de les linéariser.

La solution générale [44] se traduit sous la forme d'une équation aux dérivées sur $\eta_{m,n}^{(t)}$. Dans le cas des instabilités "en flûte" envisagées ici, le paramètre m est nul. On choisit un rayon R encore fini (la focalisation n'est pas atteinte) et le terme mR tend vers zéro. La solution s'écrit alors :

$$(77) \quad \ddot{\eta}_{0,n}^{(t)} + 2 \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \dot{\eta}_{0,n}^{(t)} - \eta(t) \frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} \left(|n| \frac{P_2 - P_1}{P_2 + P_1} - 1 \right) = 0$$

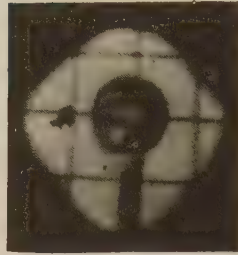
le paramètre n est choisi beaucoup plus grand que 1 ; n se rapproche de 1 si le défaut est de forme arrondie, il s'en éloigne si le défaut est de forme triangulaire ou carré. Dans tous les cas l'évolution des $\eta(t)$ est indépendante du champ H qui n'apparaît plus dans (77). Cette conclusion était prévisible, car ce type d'instabilité ne déforme pas la section utile du liner et n'étrangle pas le flux magnétique ; cette dernière remarque permettra d'établir la valeur du rayon moyen lu par observation optique lors des dépouillements de films relatifs aux essais de recherche de compression avec rebondissement (voir chapitre III, paragraphe II-2.2.).

Il a été possible de montrer par l'expérience l'indépendance de l'évolution des défauts par rapport au champ, aux erreurs de mesure près. La figure 45 donne deux séquences d'images ; la première correspond à l'implosion d'un tube métallique qui comprime un champ axial H_z variable dans le temps. Des défauts d'ordre 4 préexistent avant que le champ n'atteigne quelques 100 kOe ; ils se maintiennent pendant l'implosion. La deuxième séquence montre l'implosion du même tube dans des conditions analogues de montage, mais avec un champ H_z nul. Les évolutions à temps égal, sont pratiquement les mêmes dans les deux cas.

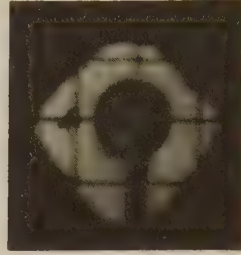
Implosion avec champ magnétique axial H_Z



1-490 KO_e



2-550



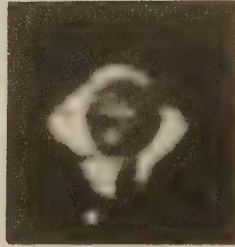
3-625



4-710



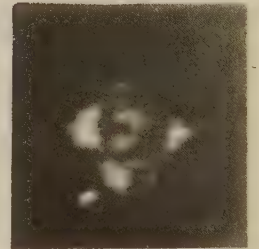
5-810



6-920 -



7-970



8-1010

Implosion sans champ magnétique axial, $H_Z = 0$.



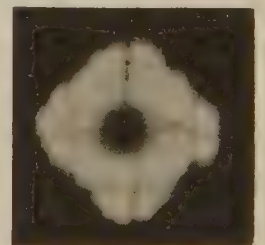
1



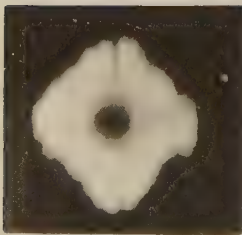
2



3



4



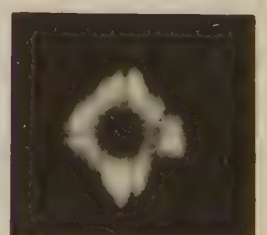
5



6



7



8

Fig. 45 - Stabilisation des défauts de surface d'ordre 4 d'un tube implosé, par le champ axial comprimé H_Z . Les instants de prises de vue sont les mêmes pour 2 photos correspondantes de chaque séquence.

I-1.4. Le chauffage de surface et le micro-écaillage

En cours de compression l'effet de peau est important et les couches centrales chauffent considérablement. Le métal atteint et dépasse son point de fusion et sous l'effet des forces résultantes des actions du courant et du champ, la matière fondue se déforme. Ce phénomène est connu dans les bobines de champ pulsé très élevé à évolution lente (quelques 10 μ s). WANIEK [2/ l'appelle : effet de "scie magnétique". Il se manifeste sous forme de petites crevasses à la surface intérieure du liner. L'observation en détail de la surface lors d'une compression qui produit un champ fort (~ 8 MOe), montre une sorte de nuage opaque aux rayons lumineux qui se trouve placé en avant du tube (voir figure 46). Le nuage reste au contact du tube, augmente son épaisseur à mesure que la compression s'opère. Le phénomène global a l'apparence d'un micro-écaillage de surface. Cependant les conditions mécaniques d'écaillage ne sont pas réalisées pour un tube en cours de compression ; l'écaillage se produit sous l'effet de tensions de rupture qui apparaissent en principe au début de la mise en vitesse du liner, moment où ont lieu les réflexions d'onde de choc à l'interface liner-vide. Le micro-écaillage de surface serait la manifestation visible de l'effet de "scie magnétique" d'un tube parcouru par un courant de peau très élevé et en cours d'implosion. La figure 46 montre le développement de défauts de surface très importants sur la face intérieure du liner où l'effet de scie magnétique s'est produit. Le champ comprimé maximum est de l'ordre de 5 MOe dans cet essai.

I-1.5. Liners multicouches

I-1.5.1. Déformations prématurées d'une couche mince très conductrice

L'étude théorique(I,II-4.1.) a montré que la diffusion du champ pouvait être diminuée par l'addition sur la surface du liner principal (acier inoxydable) d'une couche mince d'un matériau à conductivité

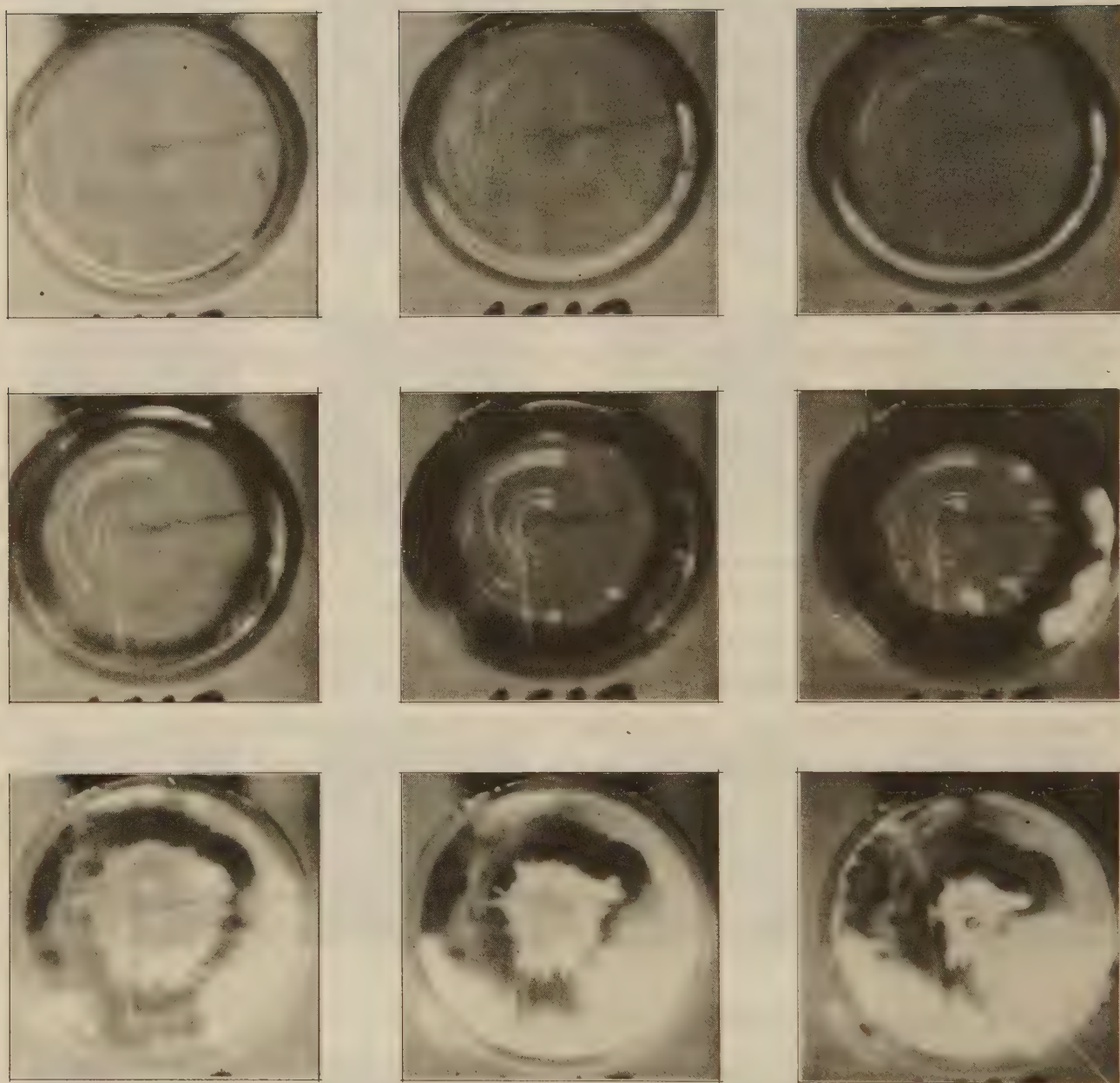
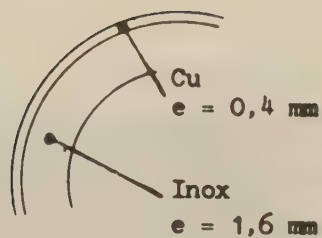


Fig. 46 - Séquence d'implosion d'un liner en acier inoxydable ($e = 2 \text{ mm}$) comprimant un flux magnétique dans le vide ($p = 10^{-5} \text{ Torr}$).
Apparition du phénomène de micro-écaillage sur la surface interne du liner
(intervalle d'image : $0,83 \text{ ,us}$)

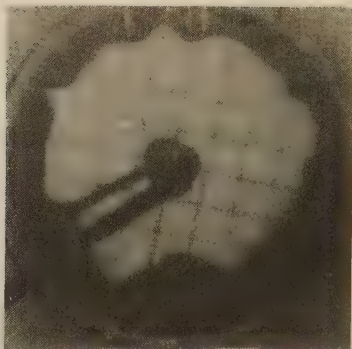
élevée (cuivre ou aluminium). La réalisation de liners multicouches a été tentée de la façon suivante : la couche mince est placée à l'extérieur du liner de sorte que l'action des forces électromagnétiques centripètes ne l'implosent pas prématurément seule dans la cavité centrale (Effet CNARE [6/]). En effet lors de l'injection du champ H_1 , la couche bonne conductrice est le siège de courants induits plus importants que dans le reste du liner et les forces de Lorentz, qui apparaissent par la présence du champ diffusé, y sont plus grandes qu'ailleurs. Malgré cette précaution, la couche mince seule a tendance, lors de l'injection de H_1 , à se déformer sur elle-même et crée une zone mécaniquement perturbée entre l'implosoir et le liner principal. A la mise en vitesse du liner complet, les défauts de la couche mince sont transmis jusqu'à la surface intérieure du liner et l'implosion ne se développe plus de manière cylindrique (voir la fin du paragraphe). La conservation du flux est mal assurée par un liner au contour irrégulier et la sonde de mesure risque d'être détruite prématurément par des projections de matière provenant du liner déformé ; le champ final reste alors faible (~ 1 MOe). Sur le plan expérimental, il paraît difficile de mettre au point un liner à plusieurs couches de conductivités différentes, pour les raisons de déformations initiales exposées ; l'emploi des liners multicouches en est compromis. La figure 47 montre l'évolution d'un liner en acier inoxydable-cuivre. La couche de cuivre déposée à l'extérieur et déformée entraîne des perturbations dans la cavité centrale.

I-1.5.2. Défauts d'homogénéité du milieu intermédiaire

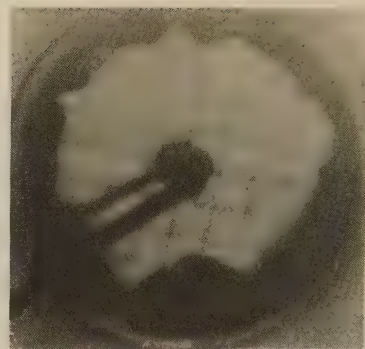
Les premières expériences de compression ont été tentées avec des montages où la bobine de champ primaire du type solénoïde, était placée entre le liner et l'explosif. La bobine présente à l'onde de choc cylindrique qui la traverse, un milieu de densité inhomogène (alternance de cuivre et d'isolant entre spires). Cette discontinuité se traduit par des différences d'impédance de choc du milieu et le choc met en vitesse, de façon irrégulière, le liner placé au-delà de la bobine. Une simulation de



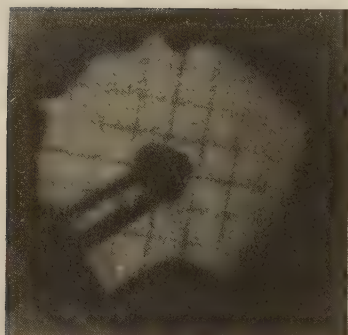
1
6



2



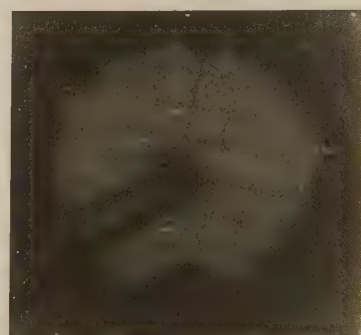
3



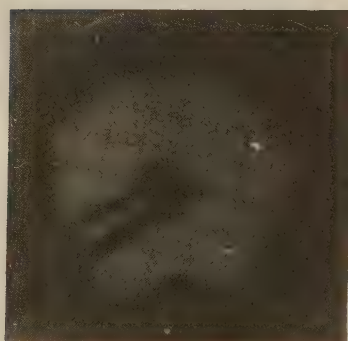
4



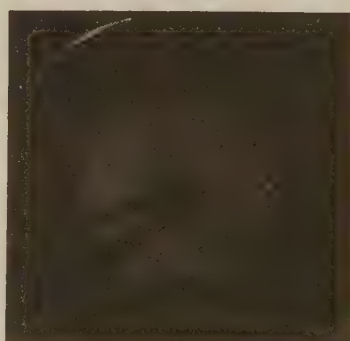
5



6



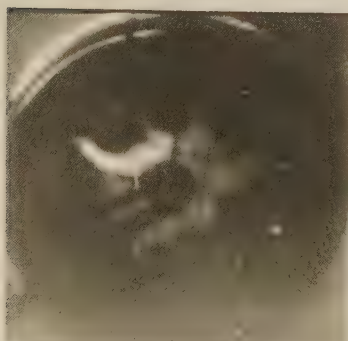
7



8



9



10



11

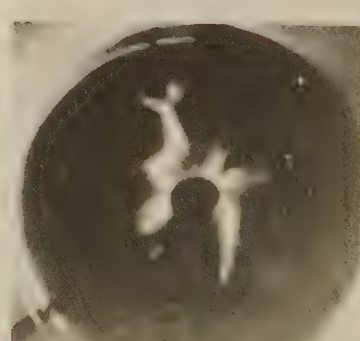
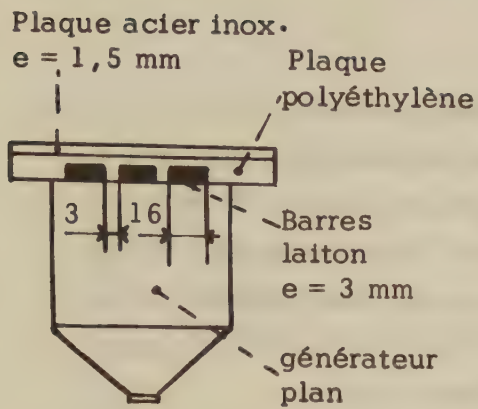


Fig. 47 - Implosion perturbée d'un liner en acier inoxydable entouré d'une couche de cuivre. Par effet CNARE la couche tend à s'imploser et se déforme lors de l'injection du champ primaire - $H_i = 50 \text{ KOe}$) - Intervalle d'image : $0,83_{\mu s}$);



Sur le film photo n° 4

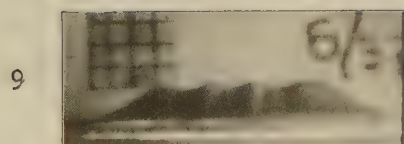
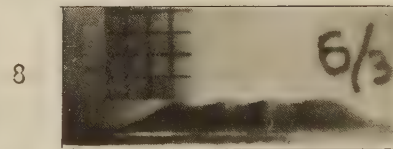
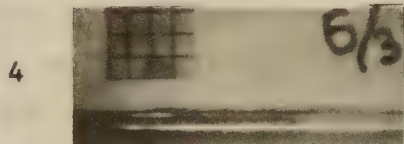


Fig. 48 - Apparition à la surface d'une plaque de défauts dus à l'inhomogénéité du milieu intermédiaire entre l'explosif et le métal (intervalle d'image = 1,2 μ s)

ces défauts est obtenue en géométrie plane comme le montre la figure 48. Une plaque d'acier est soumise au choc d'un générateur d'onde plane à travers un milieu qui simule la configuration d'une bobine. Les discontinuités du milieu entraînent des défauts importants à l'interface libre de la plaque; les pertes de flux dans une implosion cylindrique correspondant à un tel montage, sont très élevées par suite de l'allongement, voire la rupture des circuits de courant dans l'épaisseur de peau.

Pour palier à ces défauts, nous avons développé des montages où le liner est en contact direct avec l'explosif. La bobine de champ est rejetée à l'extérieur ; elle est remplacée par une paire de bobines de Helmholtz. D'une façon générale, l'utilisation de liners à forte conductivité (liner en cuivre, ou aluminium) a entraîné la mise au point de bobines de champ à longue période ($T \sim 50$ ms) pour que l'effet d'implosion prématurée disparaisse et que la pénétration du champ initial soit meilleure.

I-2. Les bobines de champ

I-2.1. Définition

Le caractère destructif des expériences de compression de champ impose des normes particulières aux bobines, en plus des exigences propres aux bobines de champ pulsé.

- a) La tenue aux efforts mécaniques dus aux forces de Lorentz et aux déformations provenant de l'échauffement est exigée seulement pendant le quart de période de la décharge du banc d'énergie dans la bobine; ce temps varie de quelques dizaines de microsecondes à quelques dizaines de millisecondes suivant le type de bobine.
- b) L'isolement électrique est prévu pour ne résister qu'à une seule décharge.

- c) Pour que le rendement énergétique soit acceptable, l'inductance de la bobine doit être supérieure à l'inductance apparente L_E du banc ($L_E \sim 50$ nH). Cette condition est facilement respectée étant données les grandes dimensions des bobines. La résistance ohmique est du même ordre de grandeur que celle du banc ou dans certains cas un peu supérieure.
- d) L'encombrement en épaisseur doit être ramené à de faibles dimensions dans le cas où la bobine prend place entre l'explosif et le liner ; elle se présente sous la forme d'un solénoïde dont les spires ont une faible hauteur par rapport au rayon.
- e) La valeur du champ initial est définie à partir du rapport de compression a de l'implosor. Les implosors couramment utilisés ont un rapport a de l'ordre de 50 pour un diamètre intérieur initial Φ_1 de 100mm. Le produit $B_1 B_f$ vaut B_e^2 avec $B_f = B_1 a$; l'induction initiale B_1 vaut alors B_e/a . Or $B_e^2 = 8 \pi p_e$. La pression moyenne équivalente p_e de l'explosif utilisé peut être évaluée à 50 kilobars ; ceci conduit à choisir une induction B_1 de l'ordre de 50 kG pour la géométrie $\Phi_1 = 100$ mm.

I-2.2. Bobines-solénoïdes

Ces bobines sont constituées par des spires jointives isolées par un matériau de densité différente de celle des spires. Cette inhomogénéité entraîne des instabilités (voir paragraphe I-1.5., chapitre II). Il convient, pour parer à ces défauts, de choisir des bobines à spires très jointives. L'intervalle compris entre l'explosif et le liner est réduit pour ne pas diminuer le rapport de compression. Deux dispositions de spires s'imposent, qui ont amené le développement des bobines suivantes :

- bobine type 1C/1 (hauteur 184 mm)

N_S (nombre total de spires) ~ 10 ; épaisseur $e \sim 2$ mm (voir figure 50)

- bobine type M1 et M1/F (hauteur 160 mm)

$N_S \sim 50$; $e \sim 6$ mm (voir figure 52)

De plus, le nombre de spires agit directement sur l'homogénéité du champ suivant l'axe de la bobine. Dans le but de comparer les défauts de continuité du champ, des essais ont été faits. Les résultats apparaissent sur les figures 51 et 52.

Calcul des bobines en solénoïde

L'énergie électrique emmagasinée dans les condensateurs C vaut $1/2 CU^2$. Elle se transforme en énergie magnétique suivant l'expression : $1/2 CU^2 = B^2 V \eta / 8\pi$, où B est l'induction, V le volume de la bobine et η un coefficient inférieur à 1. B dépend des caractéristiques de la bobine de sorte qu'il convient d'introduire un coefficient K inférieur à 1 qui se décompose en deux facteurs G et F [45]. G est lié à la géométrie de la bobine et F est une fonction de la fréquence de décharge et du rapport $R/2L$ de la bobine (R et L sont respectivement la résistance et l'inductance). Le champ H dans l'air vaut alors :

$$H = U \left(\frac{4\pi C}{V\eta} \right)^{1/2} \mu_0 \cdot G \cdot F$$

Le volume V est déterminé par les dimensions de l'implorain ainsi que les rayons intérieur et extérieur de la bobine, de ce fait G est fixé d'avance. Pour obtenir des champs élevés, il est possible de ne jouer que sur le nombre de spires qui réagit sur F et par conséquent sur η et les valeurs de U et C. La tension U a été fixée égale ou inférieure à 20 kV et la capacité du banc d'énergie est variable : de 120 à 960 μF suivant le choix de la bobine. L'induction maximale au point P de l'axe d'un solénoïde

vaut $B = \mu_0 \frac{NI_{\max}}{2\lambda} (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2)$ (voir figure 49), où

$I_{\max} = U/L \omega_0 \exp \left(- \frac{\delta \omega_0}{\omega_0} \right)$ avec $\delta' = R/2L$ et $\alpha_0 = \arctg \frac{\omega_0}{\delta'}$; $\omega_0 LC = 1$.

I-2.3. Bobine de Helmholtz

Le calcul est établi dans le cas où les spires sont bobinées en spirales autour de l'axe principal (voir figure 49). Au point P sur l'axe l'induction vaut :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\lambda h} \left\{ \ell \int_{\beta_{11}}^{\beta_{12}} \frac{d\beta_1}{\cos \beta_1} - (1 - \lambda) \int_{\beta_{21}}^{\beta_{22}} \frac{d\beta_2}{\cos \beta_2} \right\}$$

Si I_S est le courant qui traverse chaque spire et N leur nombre, l'induction prend la forme définitive suivante :

$$(78) \quad B = \mu_0 \frac{N I_S}{\lambda h} \left\{ \ell \operatorname{Log} \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\beta_{12}}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\beta_{11}}{2}\right)} - (\ell - \lambda) \operatorname{Log} \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\beta_{22}}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\beta_{21}}{2}\right)} \right\}$$

Cette formule donne le champ au centre à mieux que 5 % près de la valeur mesurée. En fonction des dimensions et de N, le tableau VII donne l'inductance et le champ d'une bobine simple alimentée par un banc d'énergie de 24 kJ. La carte de champ d'une bobine complète du type HM2 est donnée sur la figure 53.

TABEAU VII

λ cm	h cm	N	L μH	I kA	B kG	type de bobine
1,4	2,1	9	29,7	31,9	19,7	HM1
1,4	4	17	109	18,4	22,9	
1,4	4,7	21	169,5	15,2	23,3	
1,4	6,1	26	272	12,2	23,2	
1,4	8	34	506,5	9,2	22,9	
1,4	10,1	43	875,8	7	21,9	
2,9	2,1	9	25	3,4	18,4	HM2
2,9	4,7	21	149	16,1	21,4	
2,9	6,1	26	242	12,9	21,9	
2,9	8	34	452	9,65	21,5	HM1
2,9	10,1	43	794	7,36	20,6	

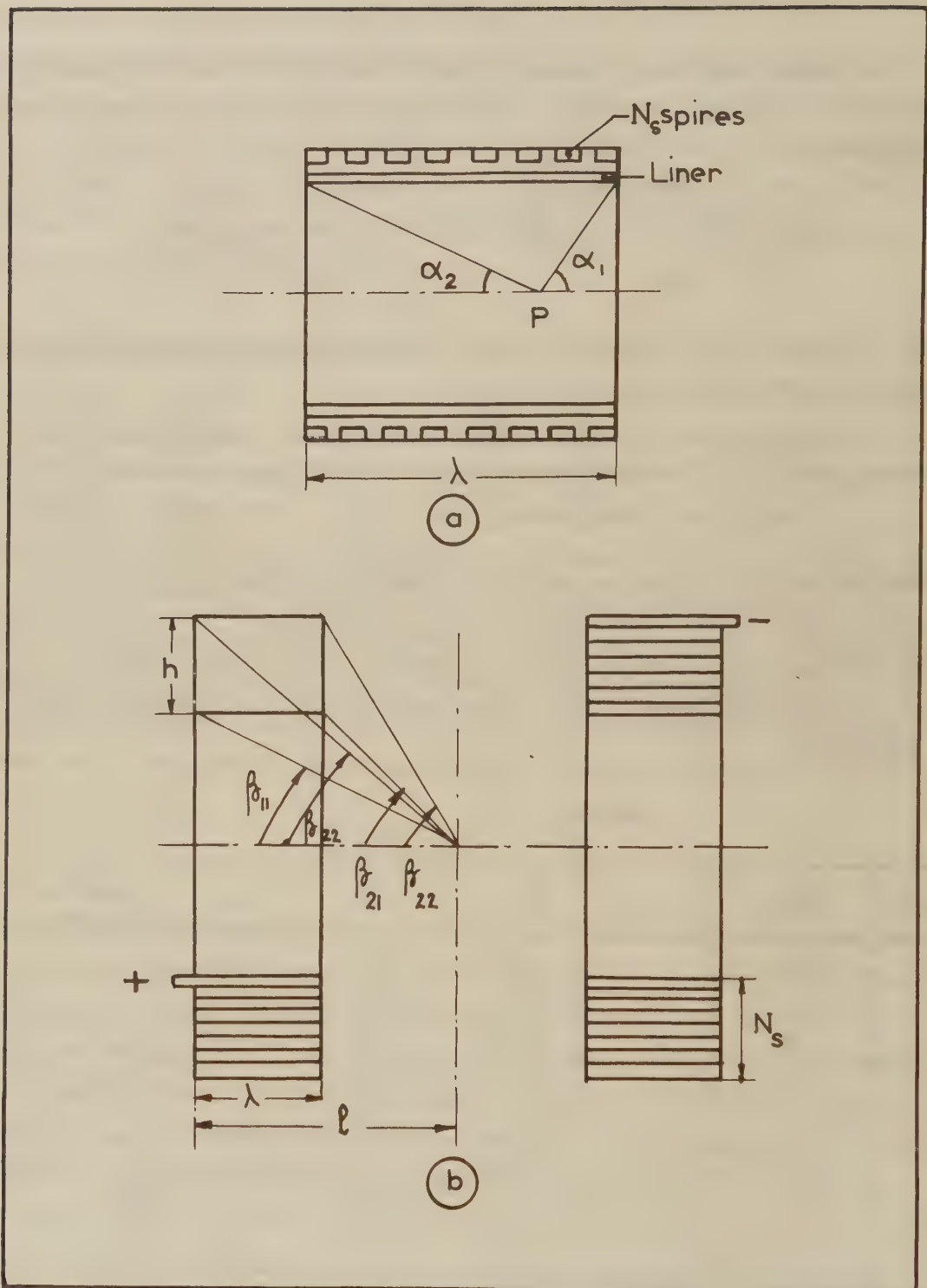


FIG. 49 - Définition des paramètres :
 a) Bobine solénoïde.
 b) Bobine de HELMHOLTZ

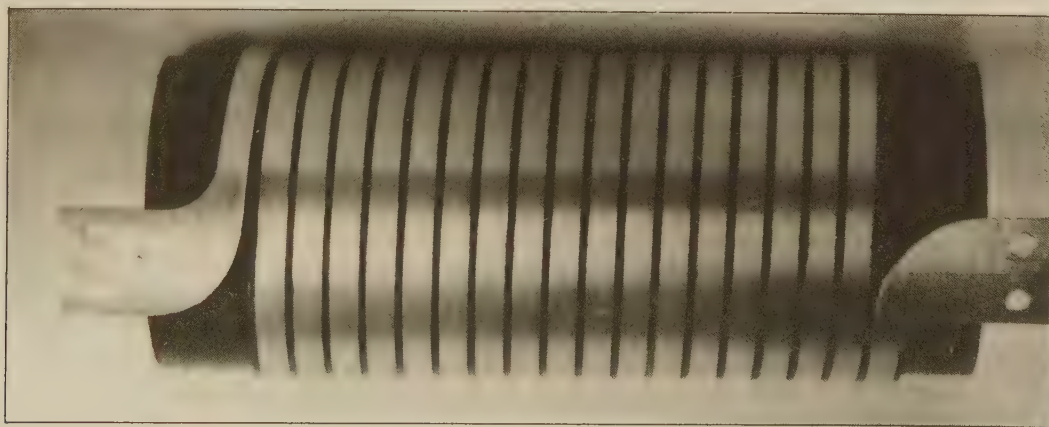
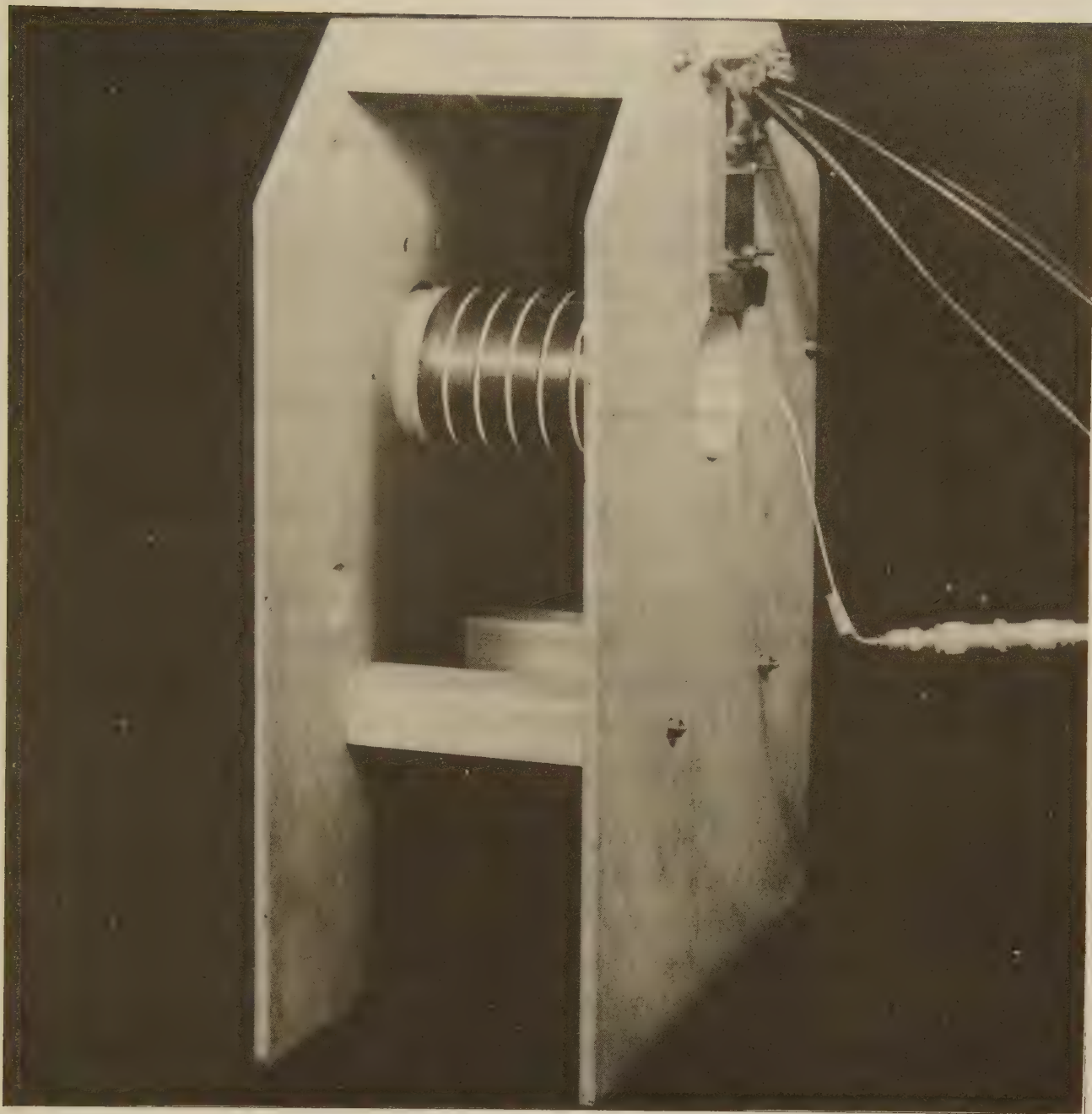


Fig. 50 - Bobines du type 1 C/1.

I-2.4. Efforts mécaniques

Les contraintes mécaniques de traction sont évaluées par la formule de COCKCROFT [46] établie dans le cas où la bobine est assimilée à un cylindre épais de rayons intérieur r_{in} et extérieur r_{ex} et soumis à une pression radiale P_r

$$(79) \quad \sigma_{\theta} = P_r \frac{r_{in}^2}{r_{in}^2 - r_{ex}^2} \left[1 + \left(\frac{r_{ex}}{r} \right)^2 \right] > 0 \text{ (traction)}$$

Les contraintes maximales se produisent sur la surface interne. La bobine solénoïde du type M1 ($r_{in} = 45 \text{ mm}$, $r_{ex} = 50 \text{ mm}$) délivre un champ de l'ordre de 50 kOe sur sa surface interne qui représente une pression P_r de 1 kg/mm^2 ; la contrainte σ_{θ} maximale vaut alors 160 kg/mm^2 . Ces contraintes comparées à celles des matériaux utilisés (tableau VIII) indiquent que les bobines M1 en cuivre-béryllium ont un risque d'éclatement, ce qui représente un danger de création d'instabilités sur la surface externe de la bobine et par la même sur l'interface libre du liner. L'observation par caméra ultra-rapide montre qu'après un temps équivalent à une période de la décharge ($T \sim 800 \mu\text{s}$) la déformation radiale présente une amplitude de 8 % par rapport au diamètre initial. L'emploi de frettes concentriques a été appliqué sur les bobines solénoïdes (type M1F). L'amplitude des déformations est ramenée à un taux de 5 %. Les résultats d'essais, tant mécaniques qu'électriques, sont consignés dans le tableau IX.

I-2.5. Réalisation pratique des bobines

Les bobines solénoïdes minces (type 1C/1) sont fabriquées à partir de tubes pleins en Cu-Be découpés au tour. Un isolant synthétique (scotchcast 12) solidifié maintient le solénoïde monté sur un mandrin en polyéthylène.

Les bobines solénoïdes à spires jointives et plus épaisses du type M1 sont fabriquées à partir de méplat de cuivre émaillé, mis en

forme au tour. Les bobines M1F frettées sont équipées d'une ceinture de 5 mm d'épaisseur de fibres de verre agglomérées par de la résine époxy. Les bobines du type Helmholtz HM2 à spires concentriques sont fabriquées à partir de méplat de cuivre émaillé, mis en place dans des boucliers en bois et isolé par du scotchcast 12. Les figures 50, 51, 52, 53 et 54 montrent les différentes sortes de bobines utilisées pour créer le champ primaire.

TABLEAU VIII

Matériau	Contrainte maximum kg/mm ²
Cuivre recuit	25
écroui	45
Aluminium recuit	17
écroui	25
Laiton	42
Be-Cu trempé mou	100
trempé glacé	112
1/4 dur	115
1/2 dur	120
4/4	130
Fibre de verre	18

TABLEAU IX

Bobines solénoïdes			Essais mécaniques		Essais électriques		
Type	Nombre de spires	Diamètre intérieur (mm)	Energie utilisée (kJ)	Déformation en diamètre après une période	Energie réduite à 24 kJ		
					Champ (G)	Intensité maximale (A)	Période (µs)
IC/1	8	89	—	dislocation complète	48 kJ/55.000	143.000	160
1 couche M1	59	93	144	8 %	12.400	3.300	840
fretté M1F	59	93	144	5 %	12.400	3.300	840
			192	6 %			
2 couches M1	47 + 59	93	144	5 %	16.850	4.460	1.130
			192	6 %			

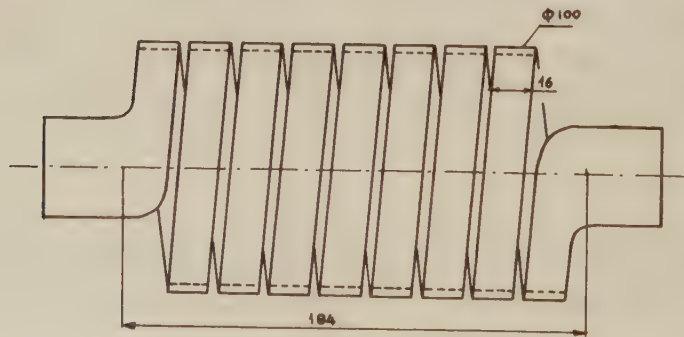
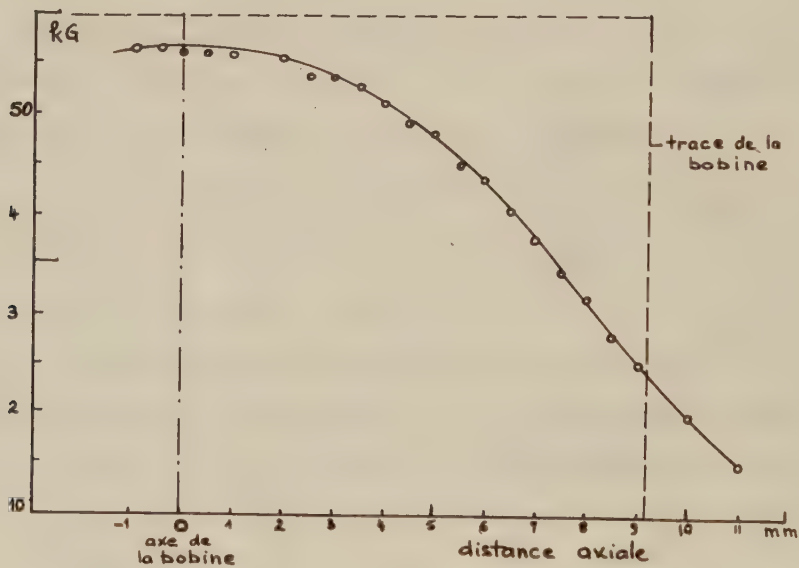


FIG. 51 - Bobine solénoïde IC/1 - Carte du champ (essais à 15 kV, 120 µF)

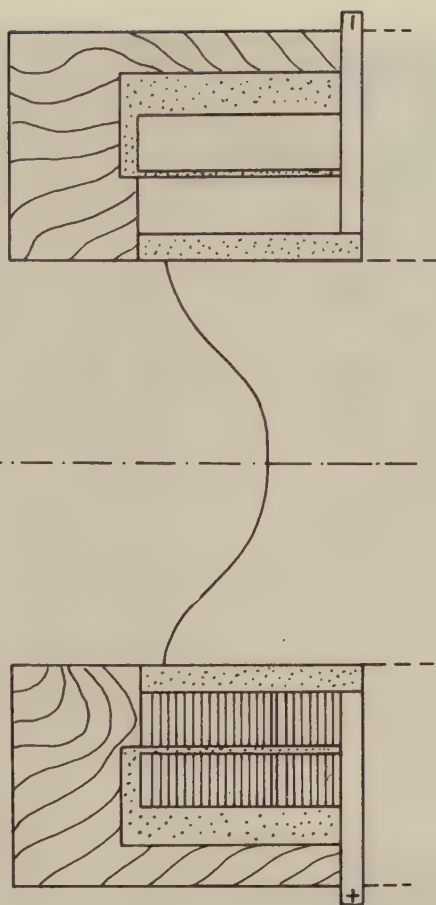
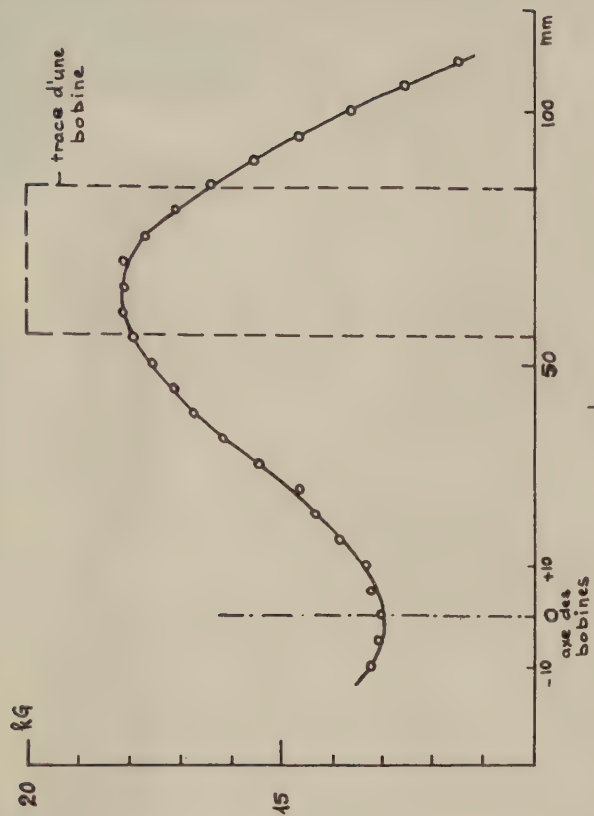


FIG. 53 - Bobine de Helmholtz HM2 - Carte du champ (essais à 15 kV, 120 μ F)

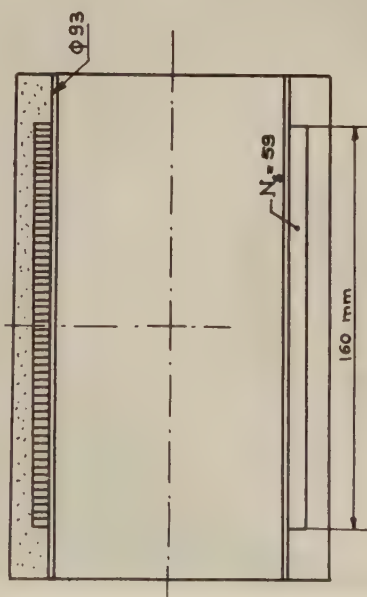
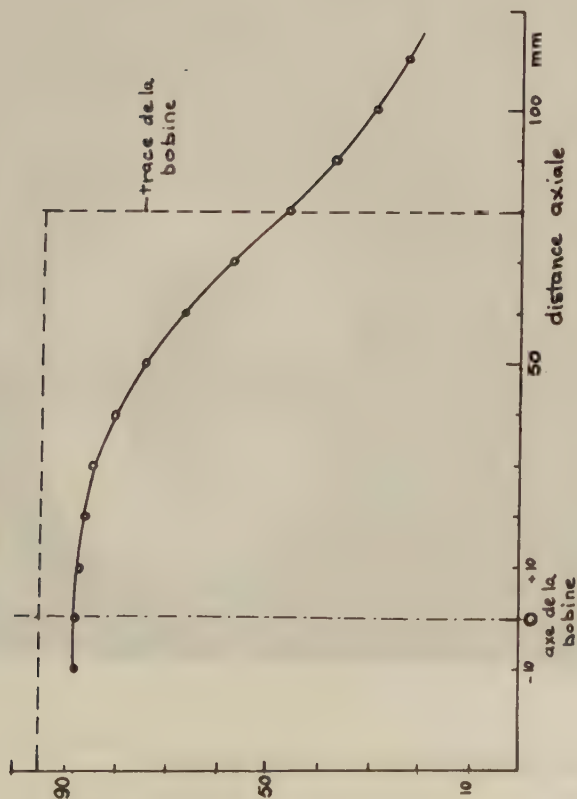


FIG. 52 - Bobine solénoïde M I F - Carte du champ (essais à 15 kV, 120 μ F)

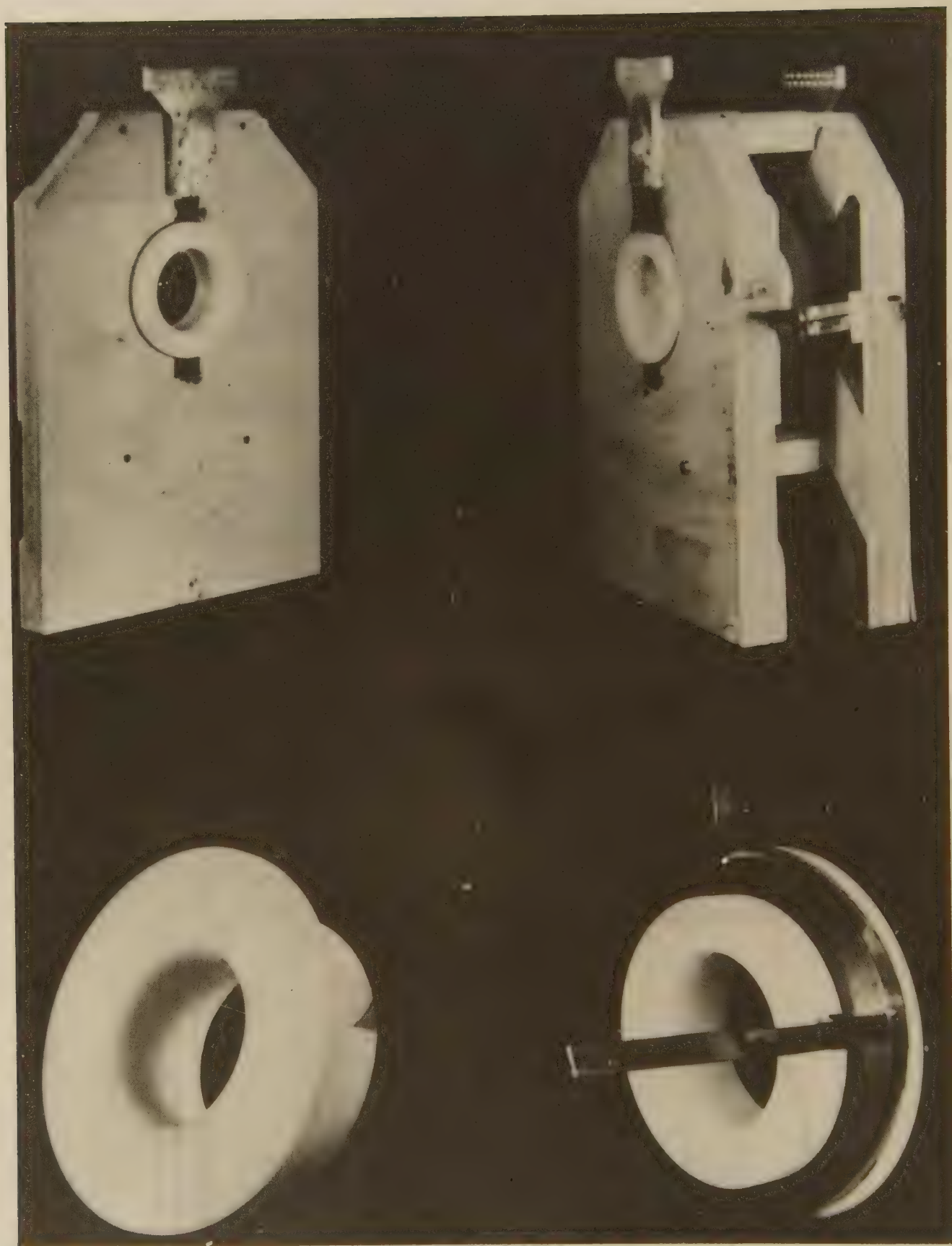


Fig. 54 - Bobines de HELMHOLTZ du type HM2.

I-3. Le banc d'énergie

I-3.1. Le câblage

Dans le paragraphe I-2 du chapitre II, l'énergie maximale du banc alimentant la bobine de champ primaire a été évaluée aux environs de 200 kJ, (960 μ F sous 20 kV). L'emploi en casemate nécessite que le banc soit découpé en différents ensembles mobiles ; les éléments capacitifs sont groupés en ligne sur des chariots (ou ensemble) équipés chacun d'un éclateur (voir figure 55). L_u représente l'impédance de la bobine et L_E celle des jonctions (câbles, éclateurs). On compare la fréquence propre f et les impédances L_E et $L_T = L_E + L_u$ d'un banc à N ensembles en parallèle de n éléments en ligne, aux valeurs correspondantes d'un banc idéal où les $N = n N$ éléments seraient directement couplés en parallèle sur L_u (voir figure 56). Cette analyse conduit à la définition des valeurs de n et N pour que le transfert d'énergie à la bobine soit le meilleur possible. Ce transfert s'évalue par le rendement électrique $\rho_{el} = L_u / (L_u + L_E)$.

Chaque élément capacitif est caractérisé par :

f_1 fréquence propre valant 167 kc/s,

C'_1 capacité propre valant 60 nH,

L'_1 inductance propre valant 15 μ F,

L'_2 inductance du câblage environnant, 6 nH.

L'inductance d'un éclateur L'_{SG} vaut 10 nH. Les formules du banc à N ensembles de n éléments en ligne sont calculées en annexe V et s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 f(n, N) &= f_1 \left(\frac{1 - \cos \varphi}{\frac{L_2}{2L_1} + 1 - \cos \varphi} \right)^{1/2} \\
 \text{avec } \varphi &\text{ donné par } \cos(n + \frac{1}{2}) \varphi = \frac{A}{A+1} \cos(n - \frac{1}{2}) \varphi \\
 &\text{où } A = L_o/L_2 \\
 L_T(n, N) &= \frac{1}{n} \frac{L_2/2 + L_1 (1 - \cos \varphi)}{1 - \cos \varphi} \\
 L_E(n, N) &= \frac{1}{n} \frac{L_2/2 + L_1 (1 - \cos \varphi)}{1 - \cos \varphi} - L_u \\
 &\text{avec } L_1 = L'_1/N \\
 &\quad L_2 = L'_2/N \\
 &\quad L_o = L'_{SG}/N + L_u
 \end{aligned}
 \tag{80}$$

Les formules du banc à $N = n N$ éléments en parallèle sur L_u s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 f(n, N) &= f_1 \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_o} \\
 L_T(n, N) &= \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_o = L_E + L_u \\
 L_E(n, N) &= \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_{SG} = L_T - L_u \\
 &\text{avec } \mathcal{L}_1 = L'_1/N \\
 &\quad \mathcal{L}_2 = L'_2/N \quad \text{et} \quad \mathcal{L}_o = \mathcal{L}_{SG} + L_u \\
 &\quad \mathcal{L}_{SG} = L'_{SG}/N
 \end{aligned}
 \tag{81}$$

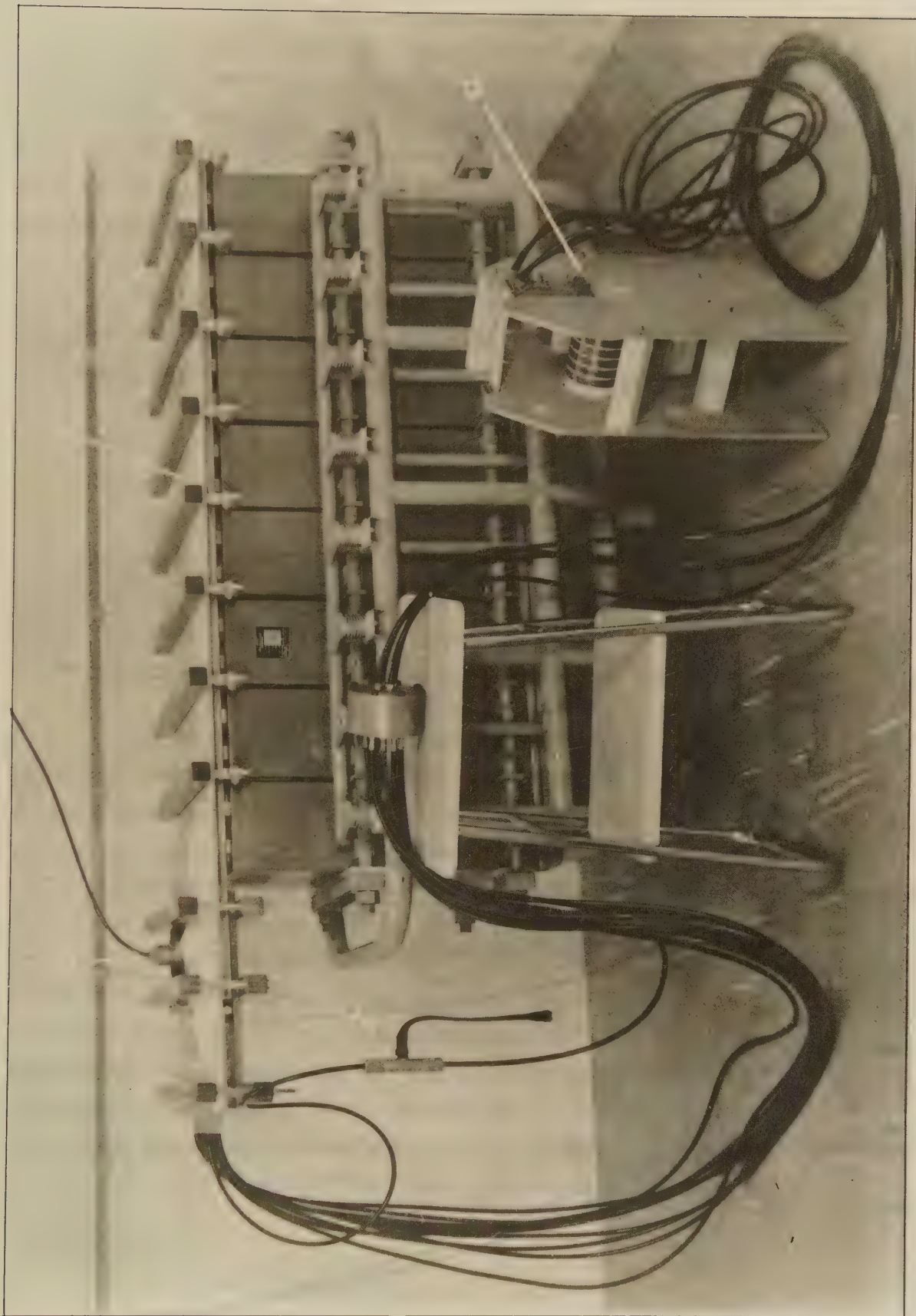


Fig. 55 - Élément du banc d'énergie - a) ligne plate b) éclateur c) Bobine de ROGOWSKI.
d) bobine de champ primaire.

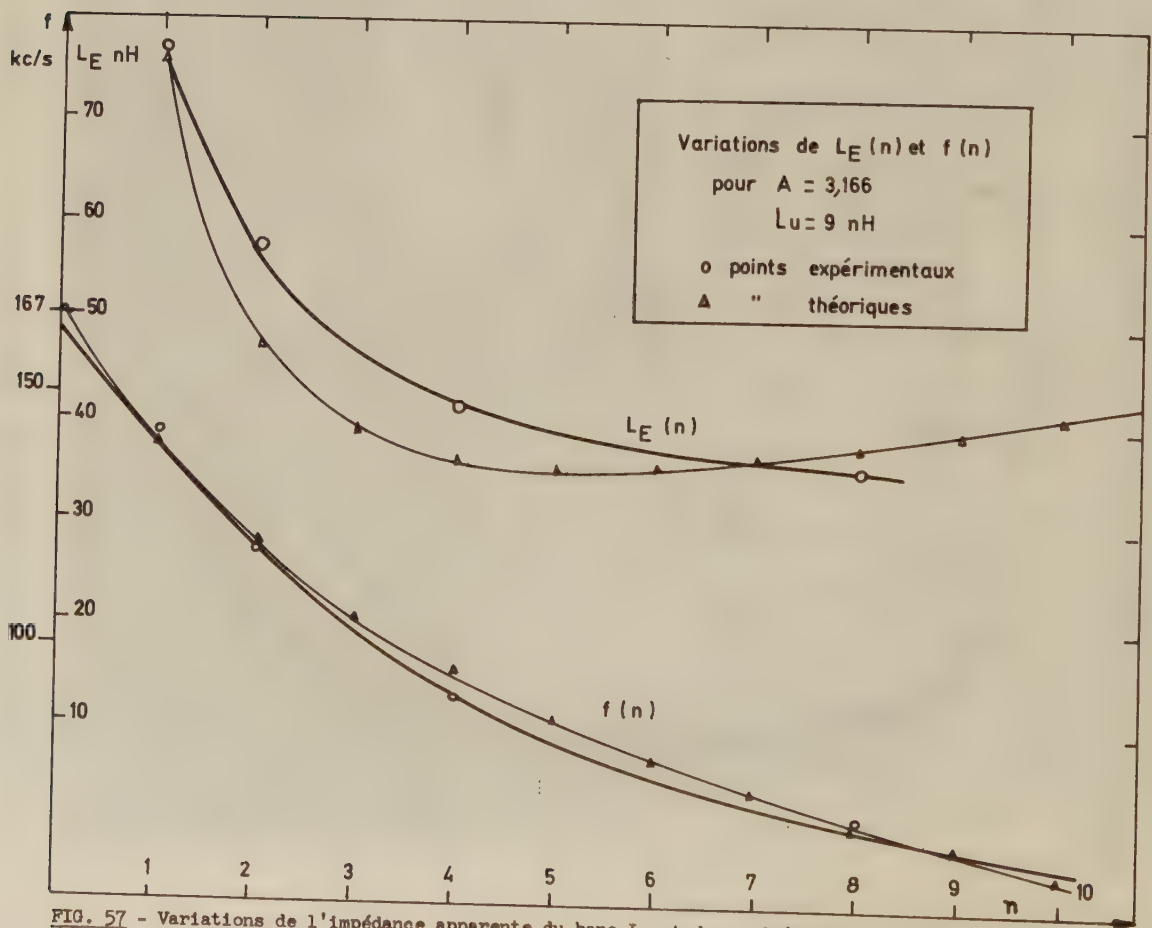
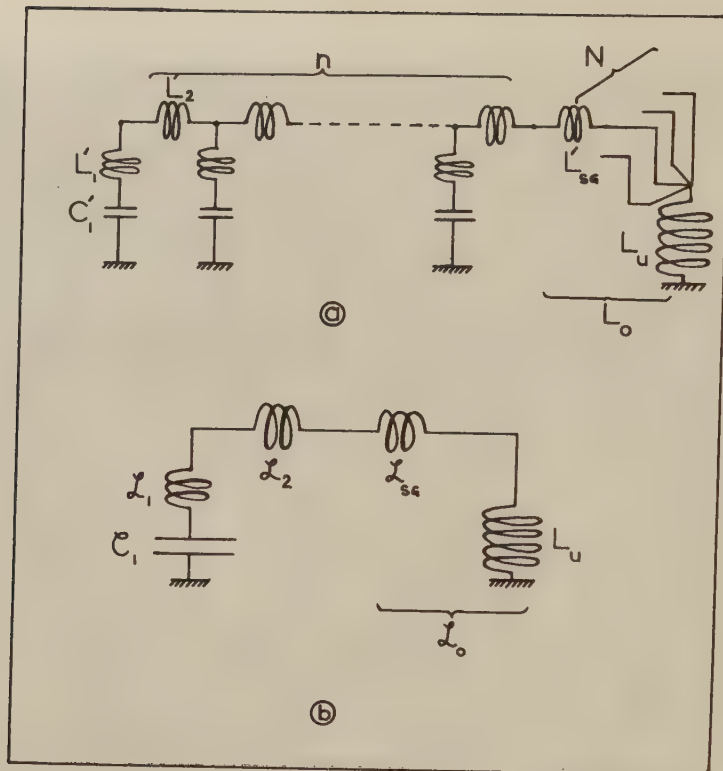


FIG. 57 - Variations de l'impédance apparente du banc L_E et de sa fréquence f suivant le nombre d'éléments n .

La figure 57 montre les variations de L_E et f d'un banc à N ensembles, pour des valeurs données de A et L_u , en fonction de n. L'étude du rendement électrique ρ_{el} présenté en annexe V indique que le choix de $n = 8$ est satisfaisant et notamment dans le cas le plus défavorable où A est faible (< 1), c'est-à-dire pour l'emploi d'une charge L_u de petite impédance (quelques 10 nH).

Le banc d'énergie réalisé présente N ensembles à 8 éléments capacitifs chacun ; N varie de 1 à 8 suivant l'énergie demandée par la bobine. La tension de charge du banc sert aussi à régler l'énergie.

I-3.2. L'éclateur

L'éclateur est un des composants d'un banc d'énergie parmi les plus délicats à mettre au point. Nous avons retenu le type "trois électrodes" ; l'atmosphère est l'air à la pression normale. Chaque éclateur connecte à la bobine un chariot représentant 24 kJ (voir le schéma de principe en figure 58).

La décharge sinusoïdale amortie de N chariots en parallèle sur la charge, implique un déclenchement simultané des N éclateurs. Quand un éclateur de rang i parmi les N déclenche le premier, il envoie sur le collecteur (voir figure 58) une onde de tension qui est partiellement réfléchi et annule les différences de potentiel aux bornes des N-1 autres éclateurs. La dispersion dans le temps de fonctionnement de chaque éclateur, doit être inférieure au temps Δt de transit aller-retour de l'onde de tension dans les câbles. Pour $l_1 = l_2 \dots = l_N = 30$ m, Δt reste inférieur à 300 ns. L'impulsion de déclenchement est élaborée par un système décrit en figure 60. La dispersion dans le temps de l'éclateur réalisé, (voir la figure 59) varie avec le taux d'humidité de l'air ambiant et les conditions de propreté des électrodes (elles sont réalisées en CUNITENE) ; cette dispersion reste inférieure à 100 ns.

La tenue à la haute tension (20 kV) et l'inductance sont deux propriétés de l'éclateur étroitement liées. L'isolement des pièces augmente les dimensions géométriques et l'inductance risque d'atteindre des valeurs exagérées. On a utilisé des matériaux très isolants comme le téflon qui présente en outre la propriété de rester propre en surface dans les zones léchées par l'étincelle. La présence de trous d'échappement percés sur la coquille de l'éclateur est absolument nécessaire pour l'évacuation des vapeurs métalliques après chaque amorçage, qui polluent l'atmosphère et créent des ratés de déclenchement. L'inductance L'_{SG} de l'éclateur se calcule par l'équation d'énergie. L'éclateur et l'étincelle sont assimilés à deux cylindres coaxiaux (voir figure 58). L'inductance est donnée en unités rationalisées pour obtenir un résultat en Henry.

$$LI^2 = 2 \int_V \frac{B^2}{2 \mu_0} dv \quad \text{où } B \text{ est l'induction et vaut } \mu_0 I/2\pi r$$

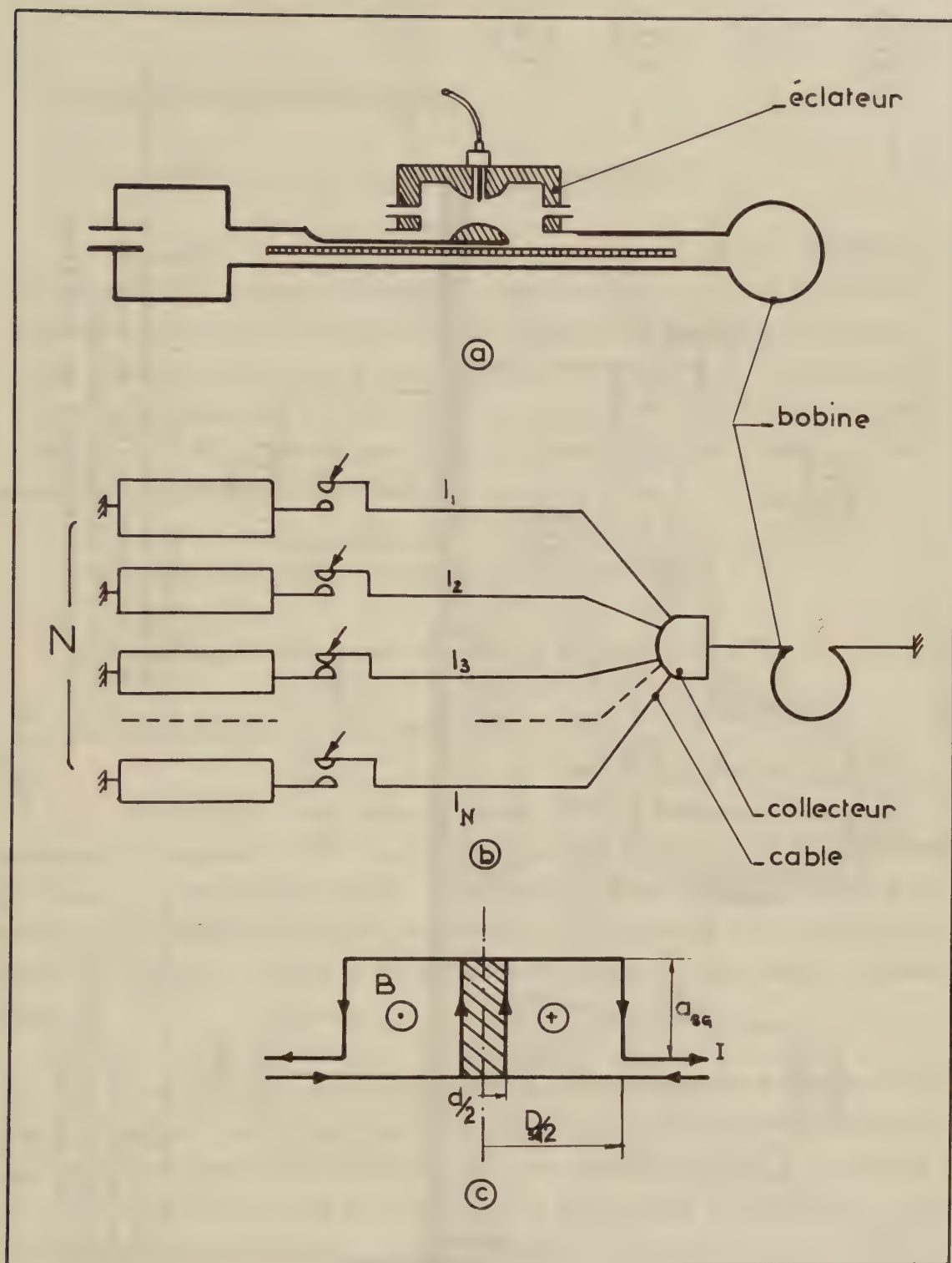
d'où il vient :

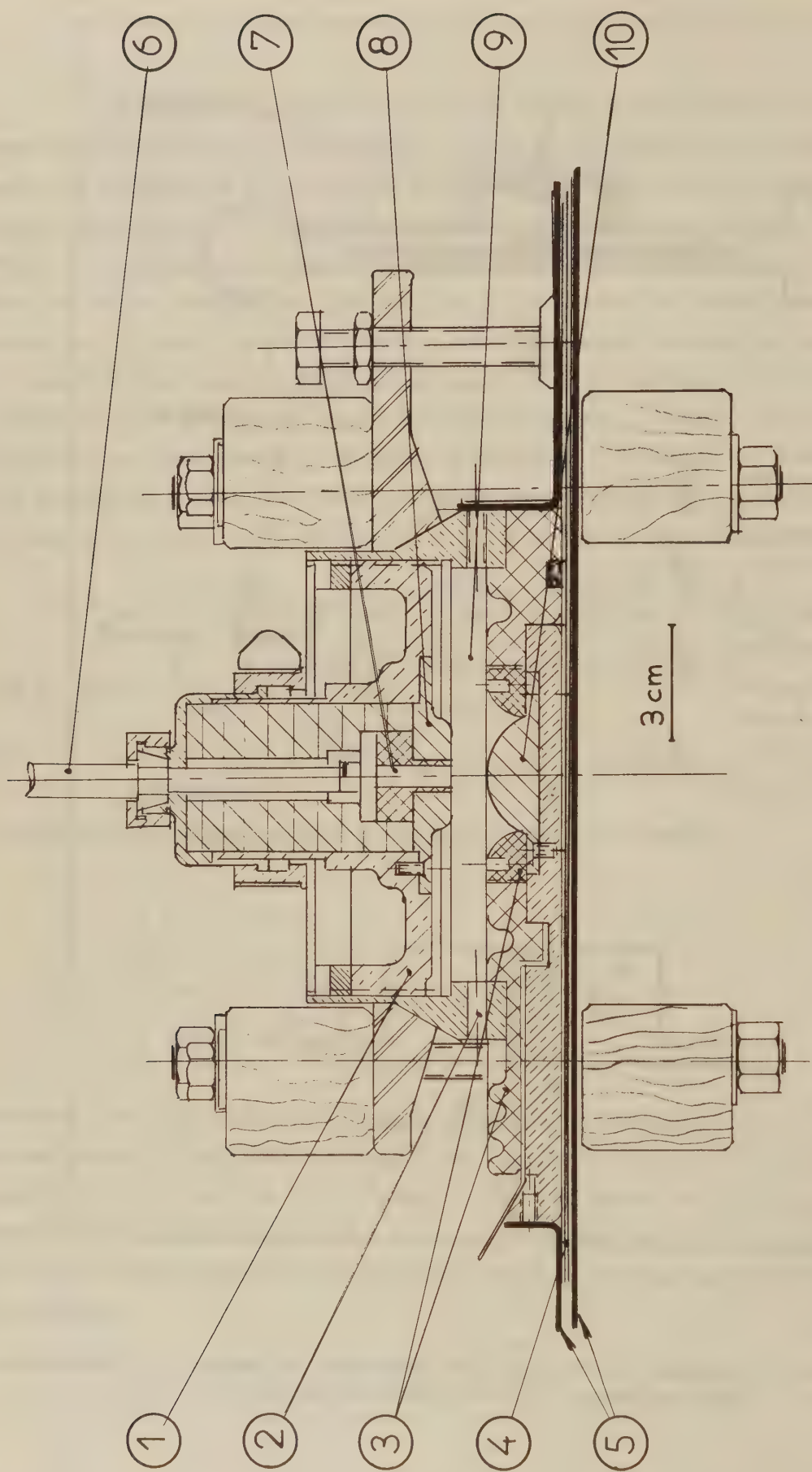
$$(82) \quad L_{SG} = \frac{\mu_0}{2\pi} a_{SG} \text{ Log } \frac{D_{SG}}{d} \quad (\text{henry})$$

l'éclateur réalisé présente les caractéristiques suivantes :

$$\left| \begin{array}{l} L \sim 10 \text{ nH} \\ I_{\max} \sim 400.000 \text{ A} \\ \Delta t \leq 100 \text{ ns} \end{array} \right.$$

L'érosion des électrodes conditionne l'intensité maximale $I_{\max}$ que peut laisser passer l'éclateur ; l'emploi du CUNITENE (alliage à 80 % de tungstène avec du cuivre et du nickel) très résistant aux conditions thermiques d'une décharge permet de faire circuler des courants de l'ordre de 400.000 A sans détérioration notable pendant plus de quelques centaines de décharges.





- 1- Pièce conductrice réglable en hauteur
- 2- Trou d'échappement
- 3- Pièces isolantes en téflon
- 4- Feuilles isolantes en polyéthylène
- 5- Lignes conductrices plates

- 6- Commande par impulsion
- 7- Electrode de déclenchement en cunitène
- 8- Electrode froide en cunitène
- 9- Air à pression normale
- 10- Electrode chaude en cunitène

- Fig. 59 -

I-4. Processus expérimentaux de tir

I-4.1. Schéma, chronologie et mesure des essais

L'emploi de l'explosif à haute performance de choc nécessite une installation lourde et onéreuse ; une casemate en béton constitue la chambre de tir et isole des effets du choc les appareillages fixes et les moyens de mesure de l'expérience qui est détruite à chaque essai ou "tir". Le caractère instantané et destructif de chaque tir a imposé la réalisation d'un ensemble original de diagnostics pour mesurer les grandeurs physiques accessibles :

- le courant I de la bobine primaire,
- le champ magnétique avant et pendant l'implosion
- les vitesses des milieux en mouvement.

Le courant I qui crée le champ initial est mesuré par une ceinture de Rogowski (voir figure 60) placée à la sortie du banc d'énergie. Le champ, en cours d'implosion, induit une tension proportionnelle à sa variation dans deux sondes miniatures dont le bobinage est centré exactement sur l'axe du liner ; elles sont détruites et remplacées à chaque essai.

Les vitesses sont enregistrées par des caméras à images intégrales à miroir tournant. Quand la vitesse de rotation du miroir atteint une valeur déterminée à l'avance, de l'ordre de 5000 tr.s^{-1} , la caméra ou l'ensemble de deux par l'intermédiaire d'un étage à coïncidence, envoie une impulsion unique dite t_0 , qui commande la chronologie de l'expérience. L'emploi des caméras optomécaniques est lié à cette sujétion. L'impulsion t_0 mise en forme par un étage "monocoup", déclenche dans un ordre

établi par les conditions d'essais et par l'intermédiaire de retards calibrés, les différentes phases de l'expérience : la décharge du banc d'énergie, la mise à feu de l'implosion et des flashes et enfin tous les diagnostics.

Le tableau X donne la chronologie d'ensemble, les fonctions et caractéristiques des oscilloscopes du diagnostic.

Les grandeurs I et dI/dt sont enregistrées par l'oscilloscope A. Les valeurs des dérivées du champ données par les sondes 1 et 2 sont appelées dB_1/dt et dB_2/dt et sont recueillies par les oscilloscopes G et H tandis que les valeurs intégrées B_1 et B_2 sont enregistrées par les oscilloscopes CDF et EIJ. Leurs instants de déclenchement et leur temps de balayage sont choisis de façon à permettre une mesure complète et sûre de tout le phénomène de compression. L'oscilloscope B a un balayage plus lent que les autres et mesure le champ depuis sa formation dans la bobine jusqu'à la rupture de la sonde en fin d'implosion. L'oscilloscope Z enregistre sur un temps de 100 μs les comptes rendus suivants :

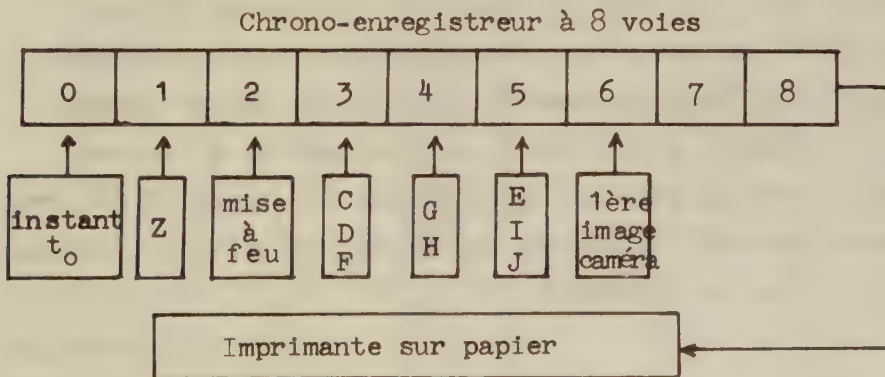
- apparition de la première image sur la caméra ; cet instant est particulièrement important pour définir le calage des courbes de champ avec la courbe d'évolution du rayon de la cavité donnée par les caméras,
- mise à feu de l'explosif
- déclenchement du banc d'énergie,
- déclenchement des oscilloscopes.

Le chronographe à 8 voies (type ROCHAR) enregistre en double, par sécurité, les comptes rendus et fournit ses informations à une machine imprimante.

TABLEAU X

Chronologie d'un tir				
Temps (μ s)	Oscilloscopes			
	Repère	Type	Fonctions	Balayage (μ s/cm)
Déclenchement du banc d'énergie				
$t_0 = 0$	A	Tekt. 551	$\frac{dI}{dt}$, I	50
	B	Tekt. 551	B_{11}^* total	50
			B_{12} total	
$t = 449$	Z	Thomson	Comptes rendus de : -1ère image caméra -déclenchement oscil- loscope	25 x 4
$t = 460$	Mise à feu de l'explosif			
$t = 489$	C D F	Tekt. 551	B_1 implosé B_2 implosé	2
$t = 489$	G	Tekt. 551	$\frac{dB_1}{dt} \times \frac{1}{100}$	2
	H	Tekt. 507	$\frac{dB_2}{dt}$	2
$t = 495$	E J	Tekt. 551	B_1 implosé	1
	I	CRC	B_2 implosé	1

* indice 1 = sonde n° 1
indice 2 = sonde n° 2



La disposition pratique de l'expérience apparaît schématiquement sur la figure 60. La chambre de tir contient le montage expérimental : liner, bobine primaire et implosor cylindrique. Des flashes à argon, lumineux sous choc pendant un temps voisin de 100 μ s, éclairent le montage d'un côté tandis que de l'autre un miroir renvoie l'image du phénomène vers les caméras. Les sondes magnétiques sont reliées aux oscilloscopes par des coaxiaux d'une vingtaine de mètres. La bobine est alimentée par un nombre limité de câbles (8 câbles) ; un réducteur de câbles placé le plus près possible de l'expérience sert à diminuer le nombre des câbles détruits dans la chambre de tir à chaque essai. Dans le local de mesure, isolé des chocs, sont installés les caméras et le boîtier de mise à feu. Les oscilloscopes sont placés dans une cage de Faraday. Dans une chambre annexe se trouve le banc de condensateurs dont l'énergie peut varier de 24 à 192 kJ. Le déclenchement du banc est assuré par un système qui apparaît sur la figure 60. L'impulsion t_0 est amplifiée par trois circuits successifs de puissance croissante, caractérisé chacun par un interrupteur : un thyatron KN 6, un ignitron S.W. et un éclateur à boules. Le dernier circuit crée simultanément aux bornes de 8 résistances de 10 ohms, des impulsions aptes à déclencher l'éclateur monté sur chaque élément de 24 kJ (8 éléments fonctionnent en parallèle).

I-4.2. Diagnostic optique et électrique

I-4.2.1. Les caméras opto-mécaniques

Les caméras utilisées sont du type Barr and Stroud CP5 ou Beckman and Whitley 189 A, ou LCA-CI4. On en emploie deux simultanément pour suivre les essais de "rebondissement". Une d'entre elles tournant plus vite pendant un intervalle plus court, sert de vernier à l'autre. L'étage à coïncidence dont le principe apparaît sur la figure 60 délivre un signal de commande dès que les miroirs tournants ont pris la position angulaire relative choisie au préalable.

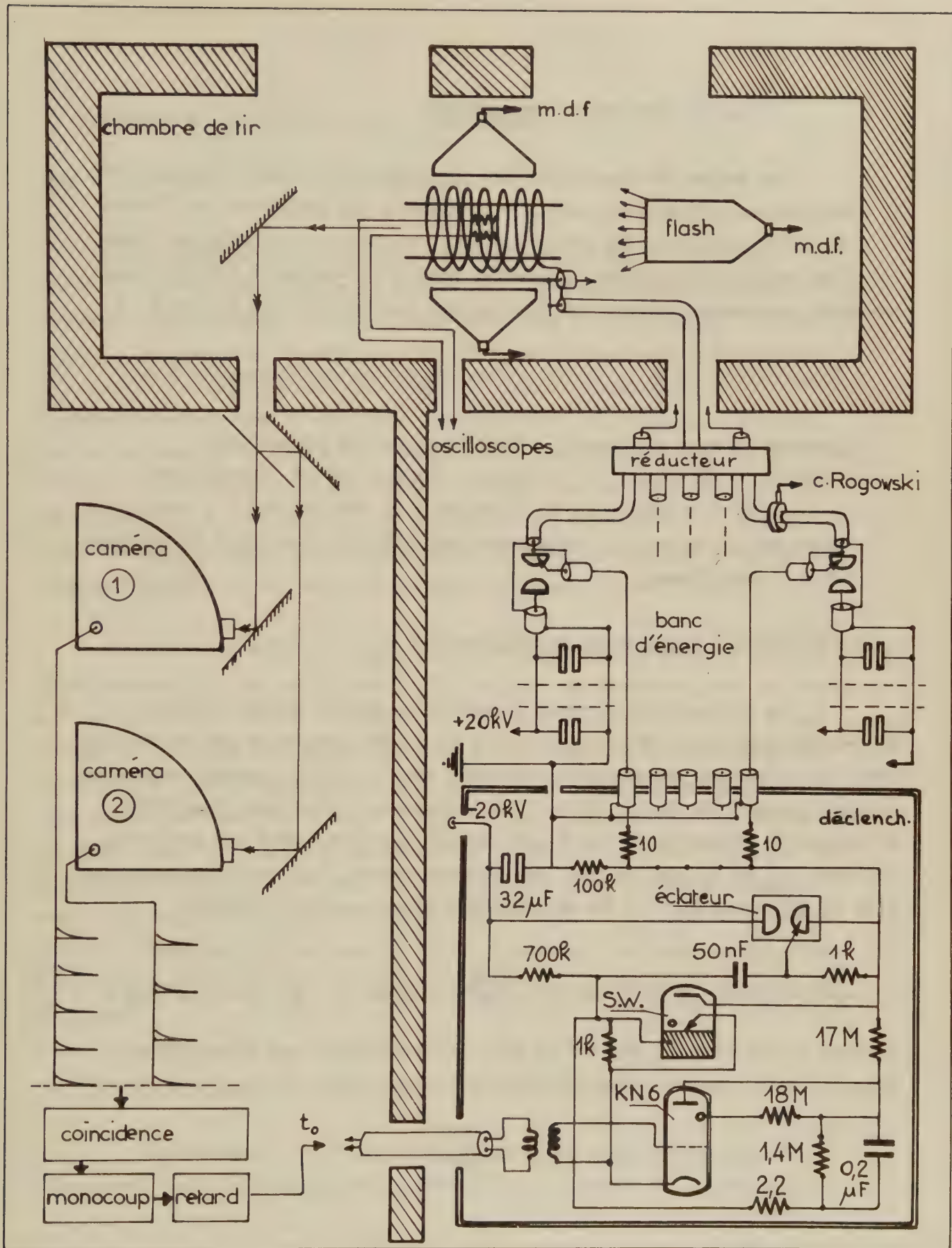


FIG. 60 - Disposition générale de l'expérience d'implosion de champ par explosif.

I-4.2.2. Les sondes magnétiques

Les sondes de champ sont des instruments de mesure miniaturisés, de construction délicate et dont l'étalonnage a une précision de l'ordre de 2 %. Cette opération est effectuée dans une bobine solénoïde de diamètre 2 cm et de 20 cm de long, alimentée par un générateur à 400 kHz. Les facteurs intervenant dans la définition des sondes sont les suivants :

- diamètre réduit de la cavité finale de mesure de l'ordre de 3 mm,
- grandes valeurs du champ (≥ 10 MOe) et de ses variations ($\Delta H / \Delta t \sim 10^8$ Oe.s⁻¹). La tension induite sur le bobinage est importante et l'isolement de la sonde doit être soigné. Il faut examiner la tenue de l'enroulement aux efforts mécaniques, électriques et à l'échauffement.

Considérations électriques et réalisation

Le bobinage de la sonde comprend N_b spires de section S_b . La tension induite V_E proportionnelle à dB/dt est transmise par un coaxial jusqu'à un circuit intégrateur à éléments passifs R et C, grands devant les valeurs correspondantes du câble. Cet intégrateur transforme les dB/dt en valeurs B proportionnelles à une tension V_S enregistrée sur les oscilloscopes. V_E et V_S sont reliées par une expression où intervient la pulsation ω du signal dont la forme est celle d'une pseudo-sinusoïde.

$$\frac{V_S}{V_E} = \frac{1}{1 - j RC \omega} . \text{ Or } V_E = \frac{d\varphi_b}{dt} = j \varphi_b \omega , \quad \varphi_b \text{ étant le flux à}$$

travers le bobinage, c'est-à-dire $N_b B S_b$. Le terme $RC \omega$ est prépondérant devant 1 et V_S prend la forme simplifiée :

$$V_S = \frac{N_b B S_b}{RC} ;$$

on exprime alors l'induction par l'expression

$$(83) \quad B \sim V_S \frac{RC}{N_b S_b}$$

Lors d'une compression, le champ peut atteindre 10 MOe (10^3 M.K.S.A.) à partir d'une valeur initiale de 100 kOe et cette croissance monotone s'opère essentiellement dans un temps voisin de la microseconde. La fréquence f du champ est sensiblement $2,5 \cdot 10^5$ Hz ; la pulsation est égale à $5 \pi \cdot 10^5$. La section S_b de la sonde est choisie voisine de 3 mm^2 ($3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$). La constante de temps RC est prise égale à $3 \cdot 10^{-3}$ s. soit dix fois plus que la période de la décharge primaire, plus longue elle-même que la pseudo-période d'implosion. Dans ces conditions, les tensions V_E et V_S pour une spire, valent : $V_S \sim 1$ volt et $V_E \sim 4700$ volts. Cette dernière tension justifie un isolement électrique soigné. Le même intégrateur présenté en figure 61 équipe la ceinture de Rogowski et donne I à partir de dI/dt .

La sonde réalisée comporte une spire placée avec soin dans un plan perpendiculaire aux lignes de flux et son raccordement avec le coaxial est tel qu'aucune boucle n'induisse une tension parasite au signal de la monospire. Le manque de place interdit l'utilisation d'un câble coaxial bifilaire qui serait préférable pour annuler les tensions parasites. Les fils de raccordement du point A au point M sont proches et bien isolés. Le point de soudure M' est à l'intérieur de la gaine du coaxial qui, par son avancée, fait bouclier au champ et annule les effets d'induction mutuelle avec la monospire. La figure 61 donne les détails du montage de la sonde et de l'intégrateur blindé sur le câble. Un montage analogue est proposé pour l'intégrateur couplé sur le coaxial bifilaire venant de la ceinture de Rogowski.

Efforts mécaniques et échauffement

La monospire est soumise à une force de Lorentz qui tend à l'imploser. Pour un élément de longueur $2 \pi dr$ (r rayon de la spire) la

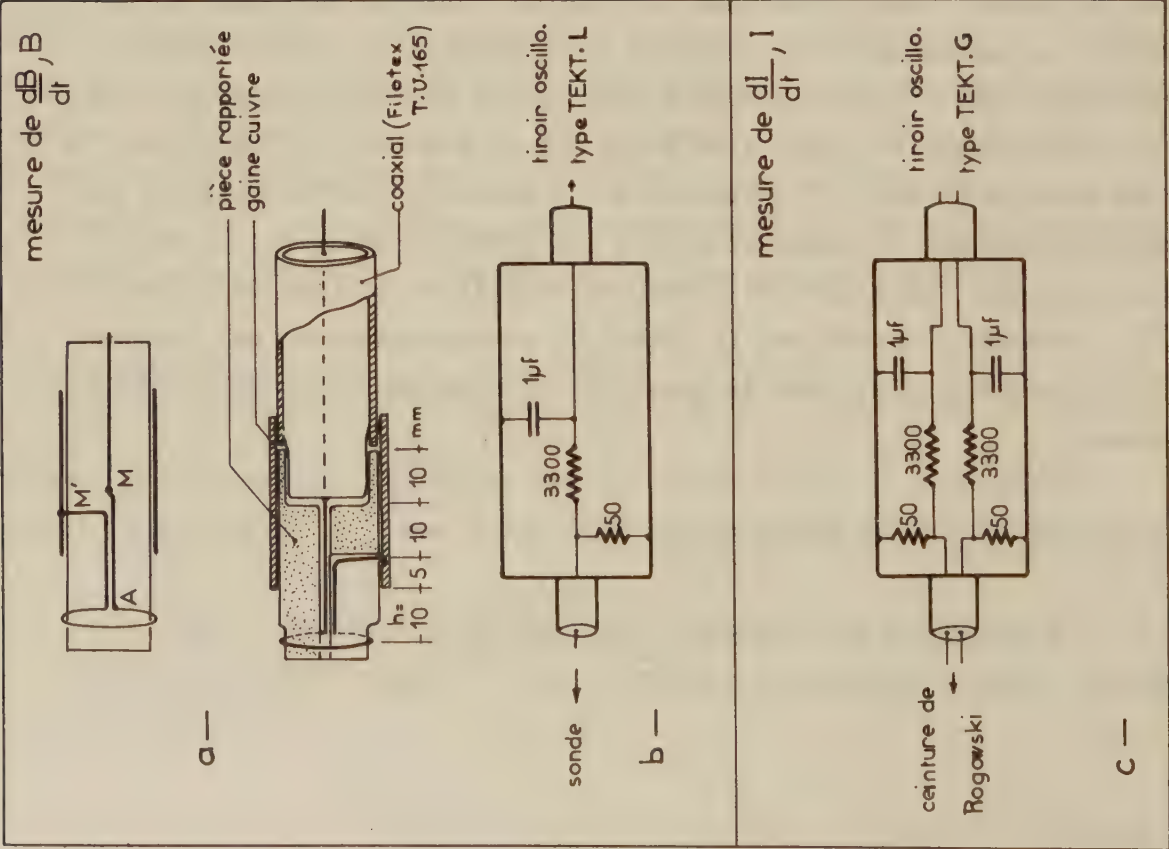


FIG. 61 - a) Schéma et coupe d'une sonde magnétique miniature.
 b) Schéma de l'intégrateur du signal de sonde.
 c) Schéma de l'intégrateur du signal de ceinture de Rogowski.

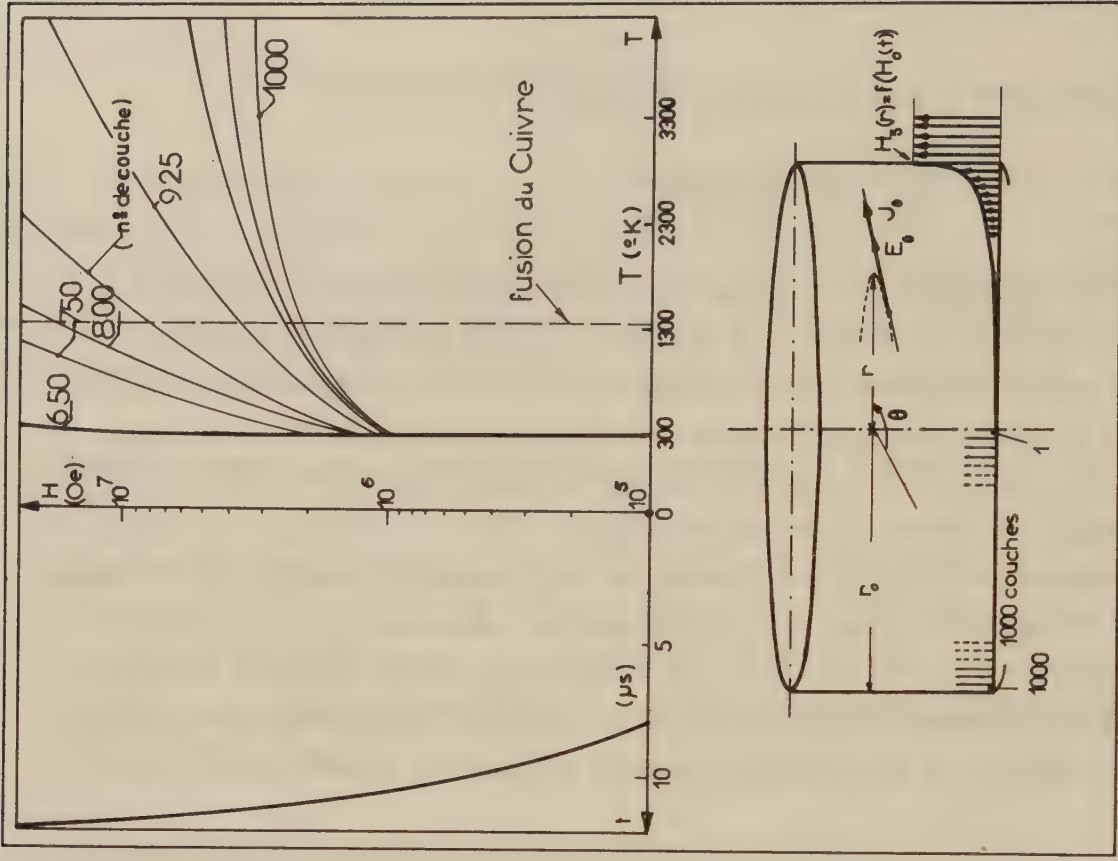


FIG. 62 - Etude de la pénétration du champ H dans un fil de cuivre. Les températures T, des couches sont données en fonction de l'augmentation du champ extérieur.

force vaut $df = 2 \pi dr Bi$ où i est le courant de sonde. En choisissant une variation linéaire du champ, soit $B = \frac{\Delta B}{\Delta t} t$, le courant maximum $i_{\max}$ vaut $\frac{S_p}{R} \cdot \frac{\Delta B}{\Delta t}$. Le mouvement du fil est traduit par l'équation $2 \pi r Bi_{\max} = - M_f \ddot{r}$ où M_f est la masse totale de la spire ; la solution s'exprime de la façon suivante :

$$r = r_0 - \frac{\pi^2}{3 R M_f} \left(\frac{\Delta B}{\Delta t} \right)^2 r_0^3 t^3$$

Dans le cas où la montée du champ s'opère de 0 à 10 MOe en 10 μs , on calcule le terme correctif du rayon qui reste inférieur à 8 % de r_0 . La déformation est faible ; de plus la spire est bobinée sur un mandrin rigide et elle peut être négligée.

L'échauffement ΔT de la sonde n'est pas mesurable mais on peut le calculer. L'étude de ΔT concerne la partie la plus vulnérable du circuit de sonde où le fil présente son axe parallèlement aux lignes de flux. En première approximation ΔT sur la surface du fil est donné par :

$$\Delta T = \frac{\epsilon E_\theta^2}{\rho c_v} \Delta t \quad \text{avec} \quad E_\theta = - \frac{r_0}{2} \frac{\Delta B}{\Delta t}$$

Pour un ΔB de 10 MOe correspondant à un temps Δt de 10^{-6} s, ΔT est de l'ordre de 10^4 °K. Un traitement analytique obtenu à partir du système (66), vérifiant les conditions initiales et aux limites qui suivent, a donné les résultats représentés en figure 62.

- Le champ H_z est réparti initialement à l'intérieur du fil suivant la loi $H_z = H_0 (r/r_0)^m$; il est nul au centre et vaut $H_0(0)$ à l'instant zéro ; l'amplitude H_0 est une fonction du temps donnée par :

$$H_0 = H_0(0) (1 - 0,82 \cdot 10^5 t)^n ; n = -2, -1.$$

- La température du tube est initialement uniforme et vaut 300 °K. Les calculs s'appliquent à un fil de cuivre ($r_0 = 5 \cdot 10^{-3}$, $\rho = 8,9$, $\epsilon_0 = 5,8 \cdot 10^{-4}$, $c_v = 0,5 \cdot 10^7$ CGS), dans un champ $H_0(0) = 10^5$ Oe ; $n = -2$, $m = 10$; ces deux valeurs correspondent à des conditions sévères d'échauffement.

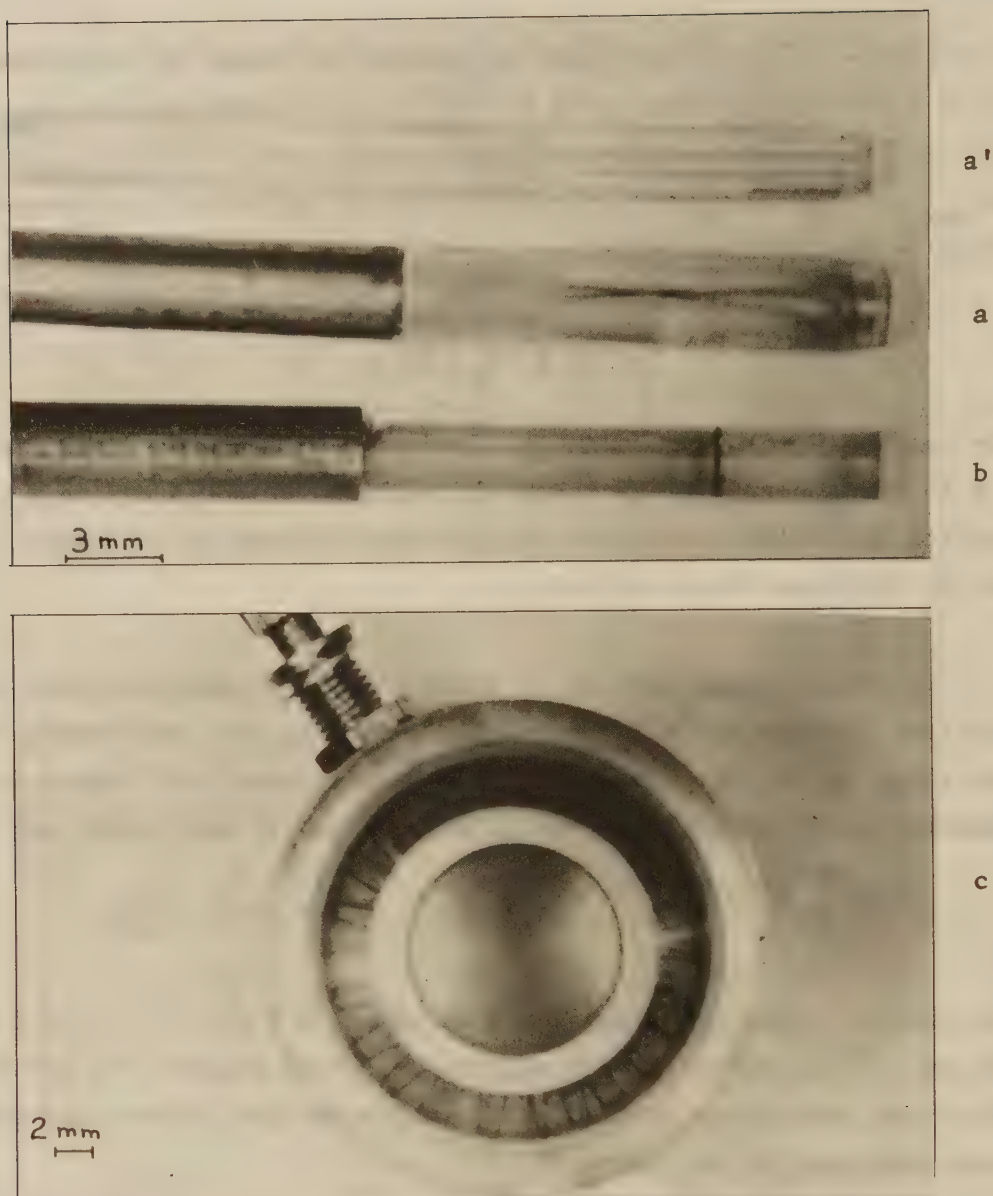


Fig. 63 - a) Sonde magnétique conforme au schéma de la figure 61.

a') Mandrin en plexiglas.

b) Sonde magnétique à une spire ; les fils de jonction du tube coaxial sont torsadés.

c) Bobine de Rogowski.

On observe (figure 62) que pour un champ dépassant 10 MOe, 200 couches sur 1000 ont atteint la température de fusion. La sonde à fil de cuivre enroulé présente donc un danger de rupture au-delà de 10 MOe. Il est conseillé d'utiliser des fils moins conducteurs que ceux en cuivre.

II - RESULTATS DES ESSAIS

II-1. Tirs de performance avec bobines solénoïdes et liner en acier

Les résultats et essais que nous présentons maintenant sont relatifs à une première génération de montages dont la géométrie est dite "Ø 100" (le diamètre initial de la cavité de l'implosor vaut 100 mm). Les champs finaux ont parfois atteint des valeurs très voisines de 10 MOe ; (notre publication [43/ indique 9,8 MOe). L'interprétation des résultats est difficile et incomplète à cause des nombreuses imperfections dues aux montages (instabilités d'implosion, emploi d'une même variété de liner) ; de ce fait les tirs manquent d'information et de fiabilité ; enfin l'absence de calage entre les diagnostics magnétique et optique est un obstacle supplémentaire à la compréhension des phénomènes. La deuxième génération, tout en conservant la même géométrie, corrigera ces imperfections.

II-1.1. Montages

La première génération est caractérisée par l'emploi systématique des éléments suivants :

a) Bobines solénoïdes

Elles sont placées entre l'implosor et le liner et sont du type 1C/1 ; leur nombre de spires est petit (1/cm) et elles engendrent des instabilités sur la surface libre du liner (cf. paragraphe I-1.5 du chapitre II). Elles ont été remplacées par la suite, par des bobines du type M1 à nombre de spires plus élevé.

b) Liners minces en acier inoxydable

Les liners ne présentent aucune fente longitudinale et sont des tubes d'épaisseur voisine de 2 mm et dont la surface intérieure est pratiquement polie (cf. paragraphe I-1.2. du chapitre II). Ils sont en général montés dans une enceinte en verre dont la pression d'air est de l'ordre de 10^{-5} Torr. Cette précaution évite la propagation de l'onde de choc en avant du liner ; la sonde magnétique située dans l'axe du montage est de ce fait épargnée par le choc avant que le liner ne la rencontre lui-même et ne la détruise.

L'absence de fente ne facilite pas la pénétration de H_1 initial dans la cavité du liner, qui est équivalent à un circuit électrique en court-circuit. Le temps de diffusion $t_d = 2\pi e r^2$ d'après [37], vaut 54 μs pour un liner en acier inoxydable ($r = 41$ mm et $e = 1,5$ mm). Le temps de montée ($1/4$ période) t_m du champ H_1 dans la bobine primaire, est voisin de 50 μs sans le liner. Quand le liner est en place, il se produit un déphasage de 10 % dans la montée du champ par rapport au courant de bobine et la perte de flux est approximativement de 15 %. Si ce liner était en cuivre ou en aluminium, t_d serait augmenté d'un facteur 10 et la perte de flux passerait à 90 % dans les mêmes conditions ; cette remarque justifie l'emploi de liners en acier, de conductivité plus faible que celle du cuivre, avec les bobines à t_m court.

La figure 64 montre un liner dans un tube en verre scellé ; la figure 65 présente le montage d'une bobine 1C/1 et d'un liner sous vide à l'intérieur de l'implosor. Les écrans en bois et en bicarbonate solide évitent que les gaz brûlés ne détruisent prématurément les éléments d'extrémité et ne masquent l'observation optique.

La figure 66 montre l'utilisation d'une bobine M1 dans les mêmes conditions géométriques ; elle induit un champ H_1 deux fois plus élevé que la bobine 1C/1. L'augmentation de H_1 qui améliore en principe les performances (cf. paragraphe II-4.5. du chapitre I) et la suppression partielle des causes d'instabilité, favorisent l'obtention de champs forts dans la cavité finale définie par le diamètre de sonde.

II-1.2. Diagnostic et résultats

Le champ H est mesuré dans l'air avec des sondes conformes à celles décrites en paragraphe I-4.2., chapitre II. L'évolution du rayon du liner est suivie par une caméra BECKMAN et WHITLEY 189 A, dont le calage par rapport aux oscilloscopes de mesure de H n'est pas assuré à mieux qu'une microseconde. Ce manque de précision rend difficile la présentation sur un diagramme à même base de temps des courbes $H(t)$ et $r(t)$.

La figure 67 montre la variation du courant de bobine et celle de H_1 à l'intérieur du liner, puis durant l'implosion l'augmentation du champ final. Au-delà du point M auquel correspond la valeur la plus élevée de H, la courbe présente des oscillations haute fréquence qui indiquent un changement de configuration du circuit électrique de sonde ; le bobinage de sonde proprement dit est détruit et remplacé par un court-circuit ; le circuit restant entre en oscillations et sa tension de sortie décroît selon la loi exponentielle d'un circuit RCL amorti. Le point M correspond à la destruction de la sonde.

Les figures 68 et 46 montrent chacune une séquence caractéristique de l'implosion d'un liner en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur placé dans une bobine 1C/1. La surface intérieure du liner ne conserve pas la géométrie cylindrique régulière et subit des instabilités en cours d'implosion qui ont pour conséquences :

- la destruction prématurée de la sonde par des projections de matière provenant du liner,

- la mise en défaut du principe de compression de flux près de la focalisation. La surface perturbée du liner comporte des "poches de flux" qui ne sont plus en communication avec la cavité centrale.

La figure 69 montre une séquence relative à un montage utilisant une bobine M1 avec un liner en acier de 2 mm. L'implosion conserve une forme cylindrique assez régulière mais des amorces d'instabilités se manifestent près de la focalisation. L'air résiduel de la cavité devient lumineux au contact de l'acier porté à une température de l'ordre de 10^4 °K et ne présente les signes d'une ionisation que très près de la focalisation.

Le tableau XI présente les résultats d'une série de tirs réalisés avec une bobine 1C/1 et un liner en acier inoxydable. Les neuf valeurs de H s'échelonnent de 4 à 9,8 MOe. Une deuxième série, réalisée avec une bobine M1 donne cinq résultats aussi dispersés. L'atténuation espérée des instabilités n'est pas sensible et les perturbations persistantes masquent l'influence de la valeur de H_1 sur la valeur de H la plus élevée mesurée à la rupture de sonde.

Le caractère dispersif de tous ces résultats semble imputable au manque de stabilité de l'implosion. Aucune interprétation plus approfondie des phénomènes ne sera tentée à cause du manque de fiabilité des tirs et du calage insuffisamment précis des mesures de $H(t)$ et $r(t)$.

Néanmoins, grâce au résultat heureux de quelques tirs, le principe de l'obtention de champs de l'ordre de 10 MOe a été prouvé en géométrie $\emptyset$ 100.

TABLEAU XI

TIRS DE PERFORMANCE - BOBINE SOLENOÏDE - LINER NON FENDU

GEOMETRIE $\varnothing = 100$ mm

Numéros des tirs I.C.M.	Type de bobine	Liner acier inoxydable sous vide ($p = 10^{-5}$ Torr)			Implosoir (1) $\gamma = 2$ type d'explosif	H_1 (kOe)	$H_{\max}$ (MOe)
		e (mm)	$\varnothing_{\text{ext}}$ (mm)	long. (mm)			
11/1	1C/1	1,5	85	110	B	54,0	5,20
11/2	1C/1	1,5	85	110	B	51,4	5,40
11/3	1C/1	1,5	85	110	B	55,7	6,40
11/7	1C/1	1,5	85	110	B	51,8	<u>9,80</u>
11/9	1C/1	1,5	85	110	B	81,0	8,74
11/10	1C/1	1,5	85	110	B	93,0	3,14
11/12	1C/1	1,5	85	110	B	103	4,05
19/1	1C/1	$\left\{ \begin{array}{l} 1,5 \\ 3^{(2)} \end{array} \right\}$			B	62	4,14
19/6	1C/1	1,5	85	110	B	142	4,00
19/16	M1	1,5	85	110	B	134	6,48
19/18	M1	1,5	85	110	B	107	4,54
21/6	M1	1,5	85	110	B	71,9	2,50
21/8	M1	1,5	85	110	B	105	7,5
21/9	M1	1,5	85	110	B	85	4,6

(1) : $\gamma =$ rapport des rayons extérieur et intérieur de la couronne
d'explosif = r_e/r_i .

(2) : liner supplémentaire en cuivre, fendu.

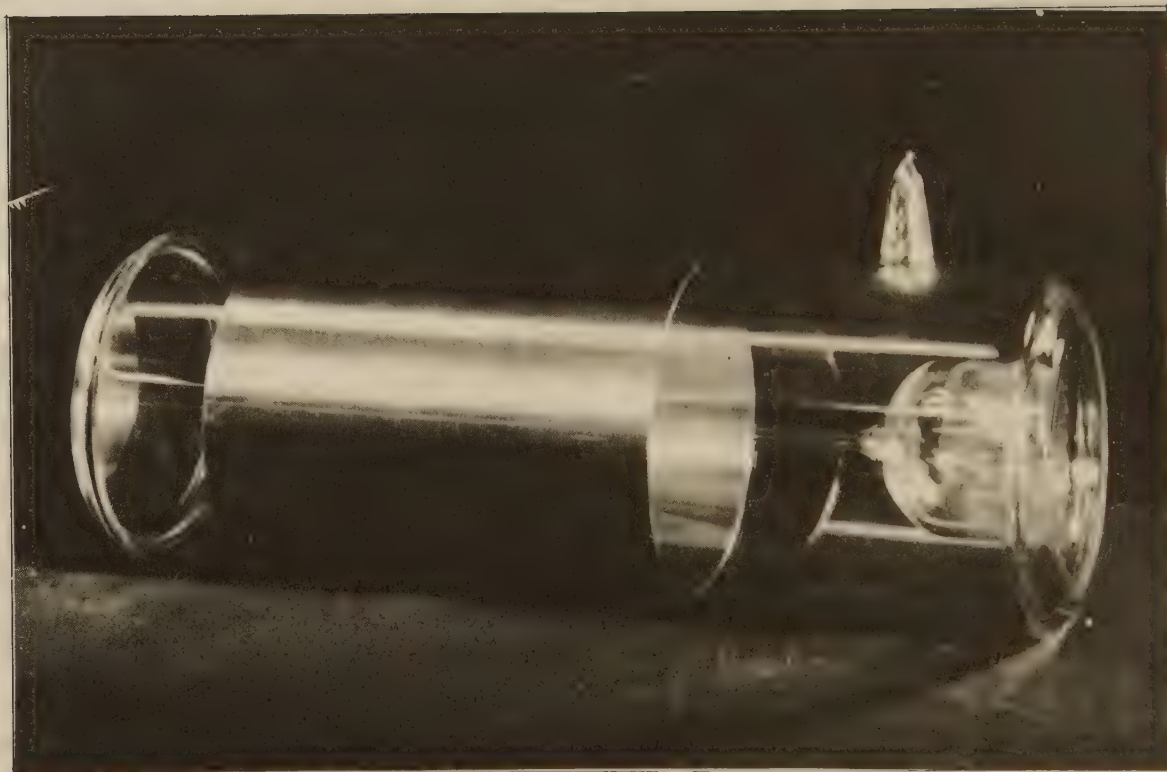


Fig. 64 - Liner en acier inoxydable d'épaisseur $e = 1,5$ mm. de diamètre $\varnothing \text{ ext} = 85$ mm. monté dans une enceinte sous vide ($p = 10^{-5} \frac{5}{\text{Torr}}$).

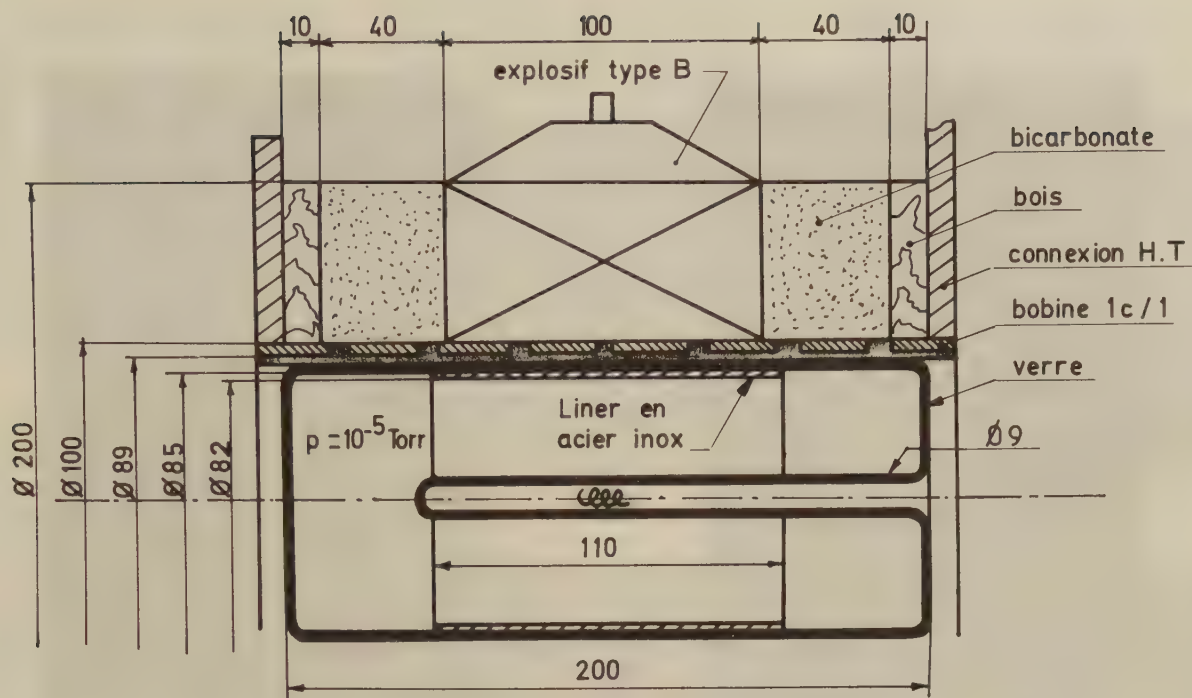


FIG. 65 - Montage d'un liner en acier inoxydable ($e = 1,5$ mm, $\phi_{\text{ext}} = 85$ mm) dans une enceinte en verre vidée, avec une bobine 1 C/1.

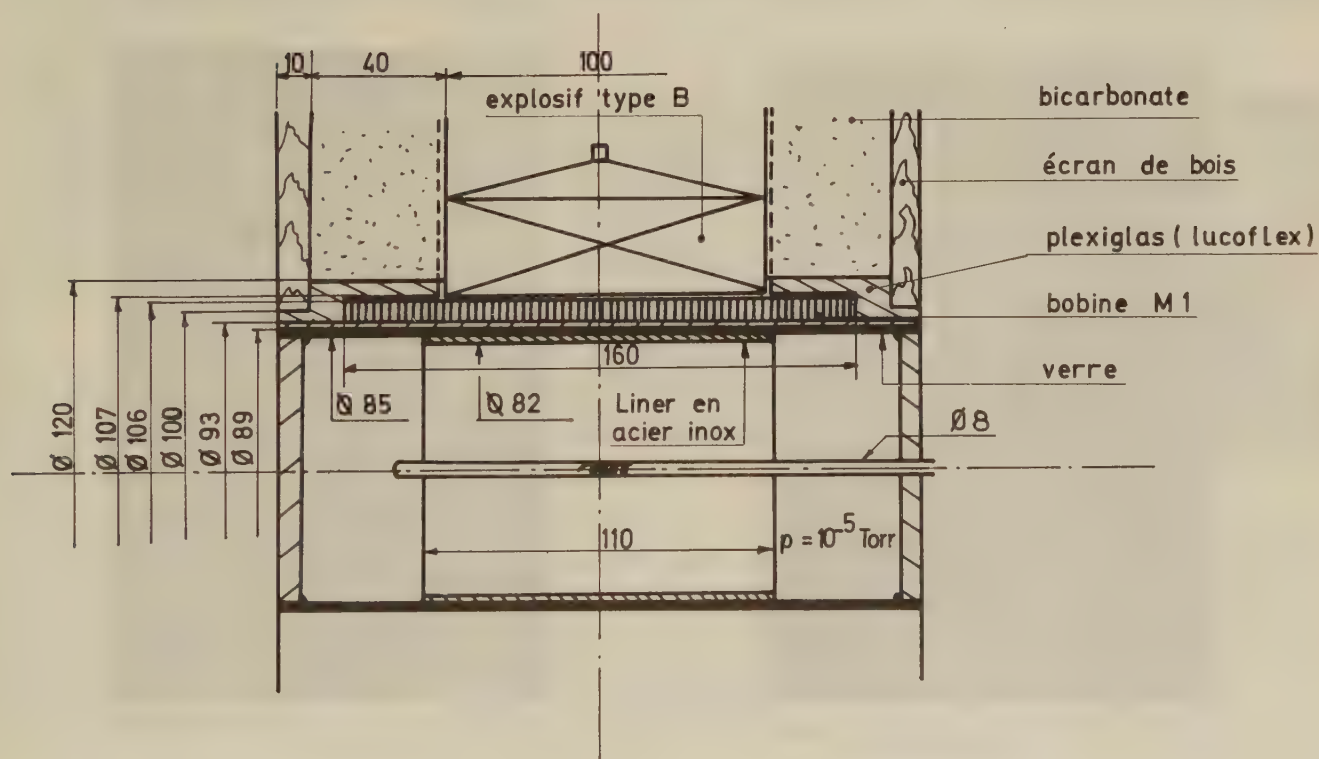


FIG. 66 - Montage d'un liner en acier inoxydable ($e = 1,5$ mm, $\phi_{\text{ext}} = 85$ mm) dans une enceinte en verre vidée, avec une bobine M 1.

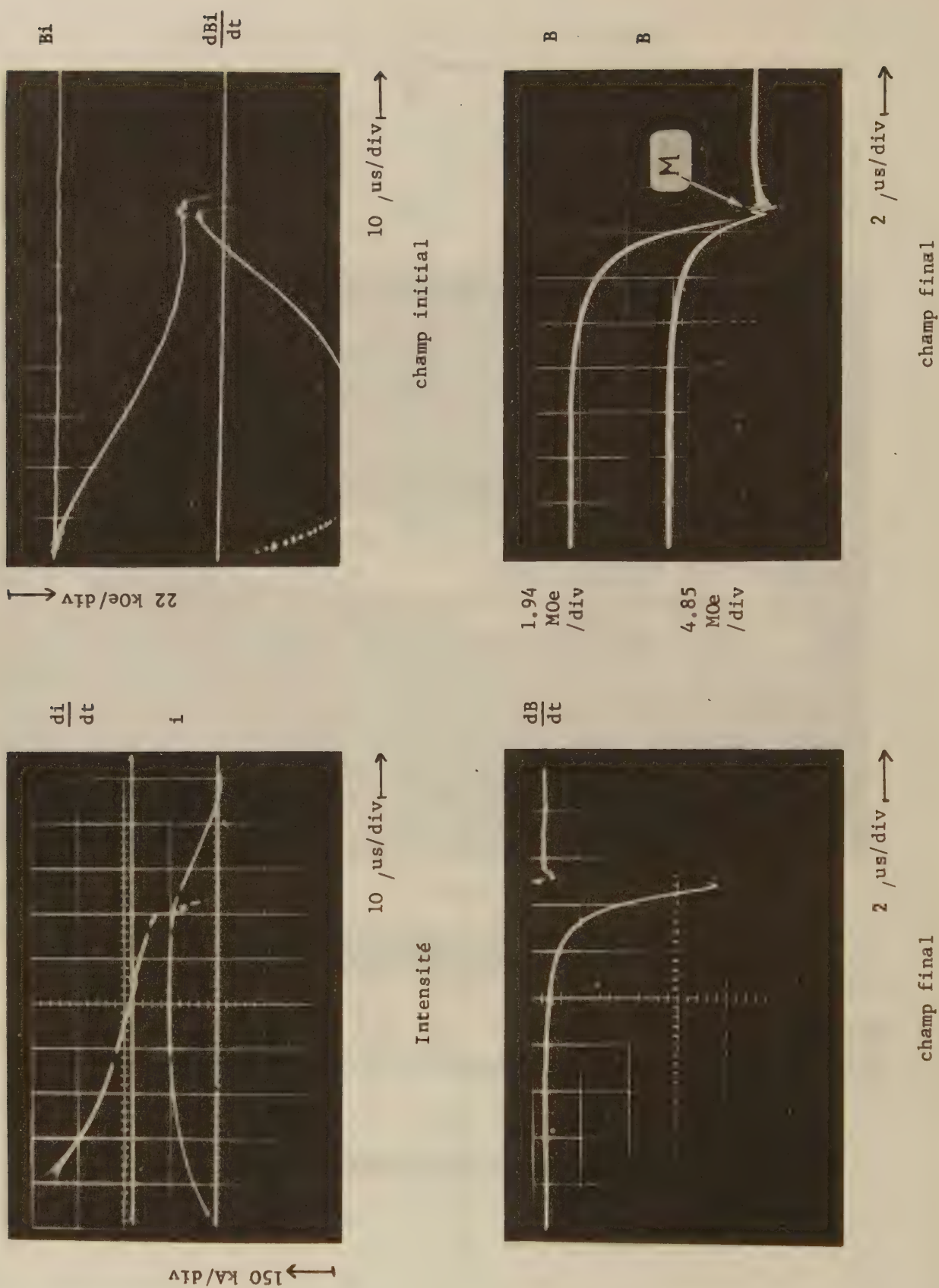


Fig. 67 - Courbes de variation du courant à la bobine primaire (type 1 C/1) et du champ initial. En cours d'implosion : courbes de $\frac{dB}{dt}$ et de B . Le point M correspond à la rupture de la sonde.

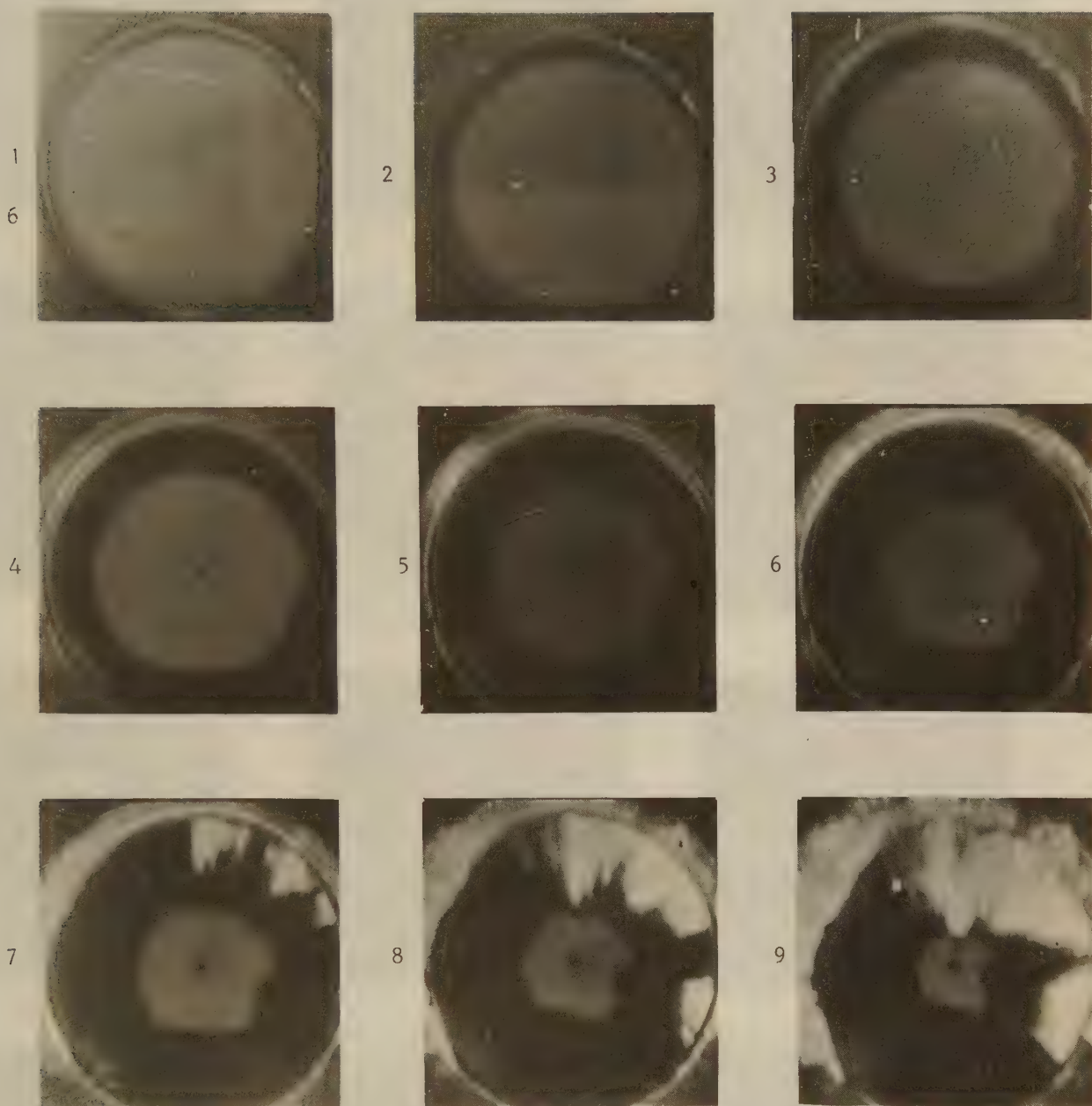


Fig. 68 - Séquence d'implosion sous vide d'un montage comportant un liner en acier inoxydable ($\phi_{\text{int}} = 82 \text{ mm}$ $e = 2 \text{ mm.}$) placé dans une bobine du type 1 C/1. (intervalle d'image : $0,83 \text{ } \mu\text{s}$). Noter les défauts d'implosion cylindrique dus à la présence de la bobine.

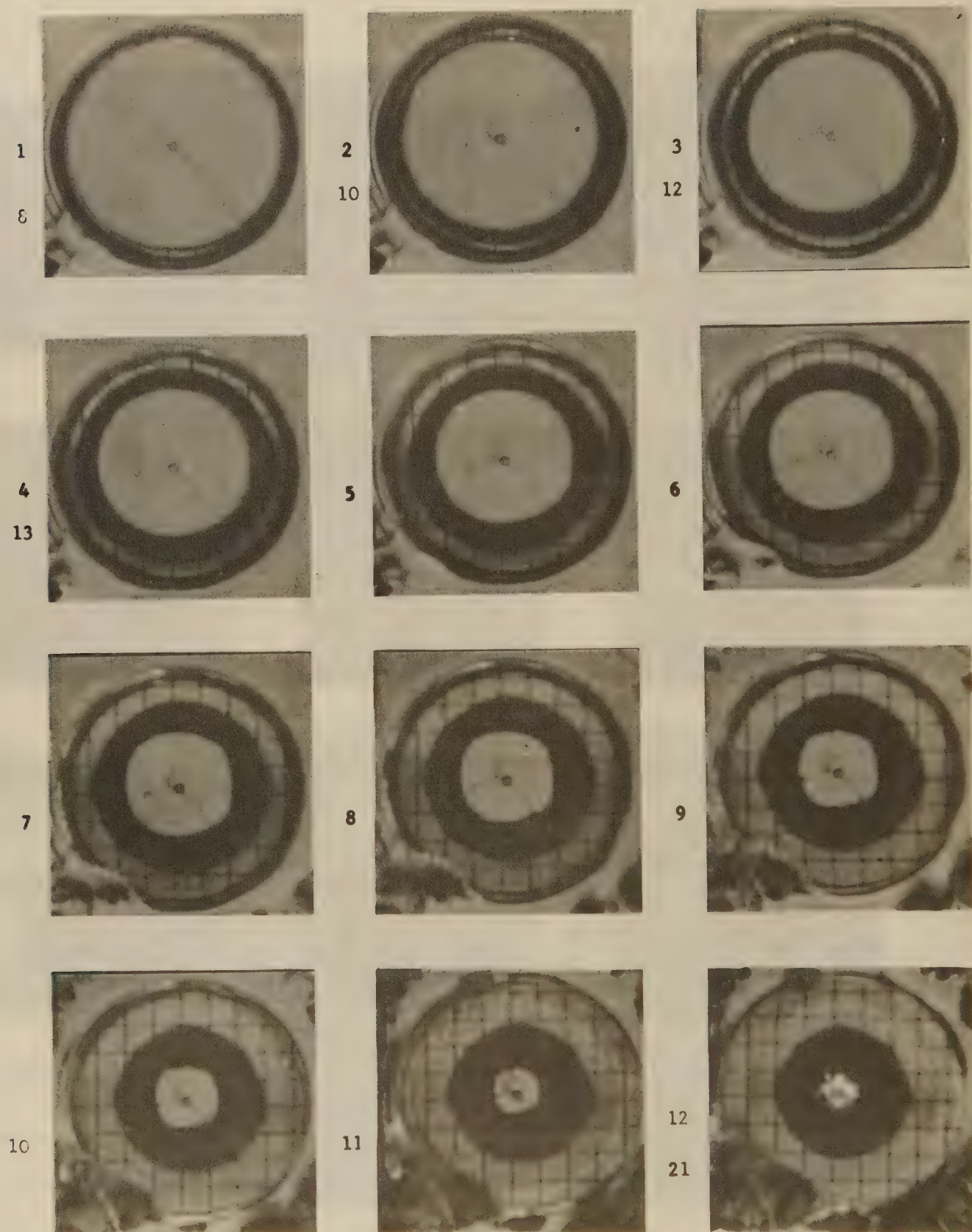


Fig. 69 - Séquence d'implosion sous vide d'un montage comportant un liner en acier inoxydable ($\phi_{\text{int}} = 82 \text{ mm.}$ $e = 2 \text{ mm.}$) placé dans une bobine du type M1. L'implosion est régulière - $H_I = 72 \text{ KOe}$ - $H_{\text{max}} = 7,5 \text{ MOe}$ (intervalle image 0.82 ,us).

II-2. Tirs de performance - Bobines de Helmholtz et différents types de liner

Les essais et résultats rapportés dans ce paragraphe sont relatifs à la deuxième génération de montages. La géométrie $\varnothing$ 100 mm, est conservée bien que les conclusions de l'étude théorique développée en chapitre I, paragraphe II-4.5. indiquent l'intérêt des implosoirs de plus grande dimension ; mais le coût de fabrication de ces derniers s'est avéré trop élevé. Dans ces conditions la seule pièce modifiable est le liner et en conséquence la bobine ; le choix du liner a été guidé par les conclusions de l'étude développée au chapitre II, paragraphe I-1.5. En contre partie la conservation de la géométrie facilite la comparaison des essais des montages des deux générations.

II-2.1. Montages et diagnostics

II-2.1.1. Bobines de Helmholtz

Les améliorations apportées aux nouveaux montages tendent à supprimer le plus possible les causes d'instabilité et de rendre fiables les tirs. La bobine de champ primaire n'est plus située entre l'implosoir et le liner. On a généralisé l'emploi des bobines de Helmholtz disposées de part et d'autre de l'implosoir.

Les liners en acier sont montés avec des bobines HM1, remplacées par la suite par les HM2. Les deux types de bobines créent des champs primaires H_1 comparables en valeur, mais les risques de déformation et de flash sont réduits avec les HM2. Dans ce dernier type chaque enroulement possède 42 spires et le temps de montée ($1/4$ période) t_m est voisin de 500 μ s quand la bobine est alimentée par un banc d'énergie de 960 μ F chargé à 20 kV.

Les liners en cuivre sont utilisés avec des bobines HM⁴ à 256 spires par enroulement. Le temps de montée t_m vaut 9000 μ s dans les mêmes conditions d'alimentation.

II-2.1.2. Liners

L'absence de fente longitudinale et la qualité de surface intérieure (polissage) caractérisent tous les liners utilisés.

a) Liners en acier inoxydable (voir figure 70)

L'épaisseur est fixée à 1,5 mm ou 2 mm pour un diamètre extérieur $\phi_{ext} = 100$ mm. Le temps de diffusion t_d vaut 65 μ s ; il est compatible avec le t_m des HM2 ; la pénétration de H_1 atteint 85 % de la valeur du champ de bobine sans liner. La figure 71 indique le montage d'un liner dans une bobine HM2. L'enveloppe de verre scellé est supprimée et la pression d'air est maintenue initialement à 10^{-1} Torr par pompage permanent (séries ICM 26, 27, 28). Cette pression est apparue comme suffisamment faible pour éviter les risques de destruction de la sonde par onde de choc.

Les montages de la série ICM 29 utilisent un tube de plexiglas de 2 mm qui, placé entre l'implosoir et le liner, a pour effet d'atténuer les instabilités.

b) Liners en cuivre

La première version est celle du tube en cuivre recuit de 2 mm. Le temps t_d vaut 3420 μ s pour un diamètre ϕ_{ext} de 96 mm. La bobine HM⁴ associée, crée un champ H_1 de 40 kOe. L'épaisseur du liner ne doit pas être inférieure à 2 mm, car pour des valeurs plus faibles, ce dernier a tendance à s'imploser prématurément (cf. paragraphe I-1.5.1) chapitre II). La résistance mécanique est alors juste suffisante

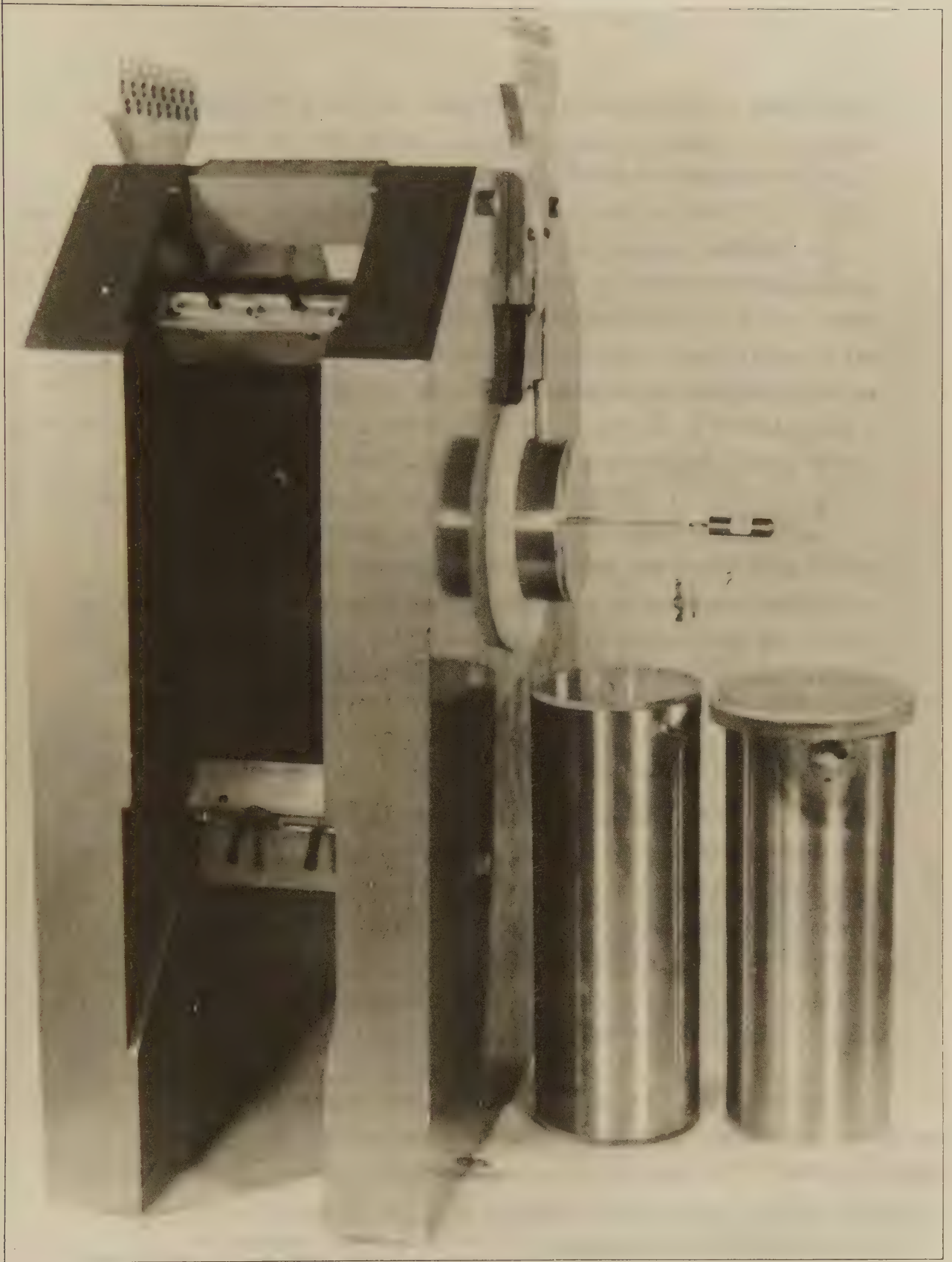


Fig. 70 - Montage d'un liner dans l'implosor de géométrie $\varnothing$ 100 avec la paire de bobines du type HM2 - A côté : 2 liners en acier pouvant supporter un vide primaire.

pour éviter toute déformation initiale. La figure 72 indique le montage d'un liner en cuivre dans une bobine HM4. La pression d'air résiduelle est de 10^{-1} Torr.

La deuxième version est celle du liner en acier comportant une couche intérieure de 1/10 mm en cuivre, l'épaisseur de l'acier étant de 1,8 mm (cf. tirs ICM 28/7 à 28/9). La pénétration de H_1 est essentiellement conditionnée par le cuivre. Les bobines HM2 se sont révélées mal adaptées à ce type de liner car lors de l'injection de H_1 la couche de cuivre tend à s'imploser seule (effet CNARE) (cf. paragraphe I-1.5.1. chapitre II) (cf. tirs ICM 28).

La troisième version a consisté à enrouler une feuille de cuivre de 1/10 mm sur elle-même avec du mylar entre couches ; ce rouleau constitue un liner équivalent à un circuit électrique ouvert. La pénétration de H_1 est facilitée, mais le système en cours d'implosion donne lieu à des instabilités (cf. tir ICM 27/15).

c) Liners à gaz ionisé

Le liner métallique est remplacé par le front ionisé cylindrique créé par l'onde de choc dans un gaz approprié comme l'argon. Un tube de plexiglas à paroi mince (1 mm) est ajusté dans la cavité au contact de l'explosif ; le gaz y est contenu initialement sous différentes pressions de 760 à 2280 Torr (cf. série ICM 27).

II-2.1.3. Diagnostic

La mesure de H est assurée par le même dispositif que pour les essais précédents. La figure 72 précise le montage des sondes au centre du liner. L'enregistrement photographique a été obtenu par l'emploi simultané de deux caméras (cf. chapitre III). Le calage des courbes $H(t)$ et $r(t)$ est réalisé avec une précision de 300 ns pour chaque tir.

II-2.2. Résultats

Les tirs de la deuxième génération ont été effectués avec un implosoir à géométrie constante ($\sqrt{V} = 2$, $\varnothing 100$), dont la qualité d'explosif correspond au type B. Dans quelques essais on a utilisé un explosif du type C dont les caractéristiques sont proches de celles du type B (cf. Tableau I) sans apporter d'améliorations sensibles.

Les tableaux XIII et XIII donnent les résultats relatifs aux différents liners :

a) Liners en acier inoxydable (cf. ICM 26/13 à 29/1)

L'examen des tirs avec liners d'épaisseur variant de 1,5 à 2 mm, conduit aux observations suivantes :

- Les essais sont bien reproductibles et par suite fiables. Le champ H_1 moyen vaut 55 kOe et les champs finals mesurés ont des valeurs proches de 5,5 MOe. Il faut noter cependant que les tirs H6/1 et H6/2 ont produit des champs de l'ordre de 9 MOe dans des cavités initialement à la pression d'air normale et apparaissent comme particulièrement bien réussis.
- La stabilité de l'implosion cylindrique, de même que la régularité de forme apparaissent dans tous les tirs. La figure 73 illustre la qualité de l'implosion qui reste cylindrique jusqu'à la focalisation. Les progrès sont mis en évidence en comparant la figure 73 aux figures 68 et 69 (montages avec des bobines M1) et à la figure 46 (montage avec des bobines 1C/1).

b) Liners à front ionisé (argon)

Les trois tirs réussis montrent que la compression de champ n'est pas efficace. Le gain en champ est de l'ordre de 5 ; la diffusion du champ est importante. Le front ionisé d'argon sous pression variable, ne présente pas une conductivité électrique suffisante pour contenir un champ magnétique élevé.

c) Liners en cuivre feuilleté

Seul le tir ICM 27/15 a réussi parmi une série de 5. Ceci indique que la compression de champ est possible mais ne dépasse pas les limites couramment atteintes par l'usage des autres liners en acier. Ce type de liner engendre des instabilités en cours d'implosion et a donc été abandonné.

d) Liners composés : acier + cuivre

Les essais ont donné lieu à une dizaine de tirs et trois seulement ont présenté une implosion stable, sans décollement de la couche de cuivre. Ces trois tirs n'offrent pas d'amélioration sensible dans l'obtention de champ. Ces liners se prêtent moins facilement à l'interprétation que ceux réalisés uniquement en acier ou en cuivre ; aucun calcul à l'aide de (68) n'a été réalisé pour confirmer les résultats des essais.

e) Liners en cuivre

La fiabilité de la série de six tirs est satisfaisante. Deux tirs parfaitement stables ont donné des champs supérieurs à 10 MOe et deux approchent 12 MOe /47/ alors que les autres tirs légèrement entachés d'irrégularité d'implosion ont créé un champ moyen de 8,4 MOe. Pour ces derniers tirs, il est probable que le liner ait amorcé une implosion prématurée en début de compression. La cavité initiale est remplie d'air à la pression de 10^{-1} Torr. L'observation optique indique seulement une faible luminosité de l'air près de la focalisation.

II-2.3. Interprétation

Les tirs de cette génération se prêtent à une interprétation logique pour les raisons suivantes :

- chaque tir donne un diagnostic complet : les courbes $H(t)$ et $r(t)$ sont calées entre elles,
- pour les montages avec des liners en acier ou en cuivre seulement, la fiabilité est suffisante et donne lieu à la statistique suivante :

		Valeur <u>moyenne</u> de H	Valeur <u>maximale</u> de H
Liner	Implosoir	final <u>mesuré</u> sur 12	final <u>mesuré</u> pour des
"Ø 100"		et 6 tirs	tirs <u>non perturbés</u>
Acier	type B	5,5 MOe	9,7 MOe
	$\gamma = 2$		
Cuivre	"	8,4 MOe	11,7 MOe

- la sonde de champ du type défini au paragraphe I-4.2.2. du chapitre II subit une rupture quand le rayon du liner atteint une valeur comprise entre 3 et 4 mm,
- l'air résiduel de la cavité finale proche de la focalisation apparaît un peu plus lumineux quand le liner est en acier. La fiabilité des tirs permet d'analyser les résultats dans deux cas représentatifs de leur catégorie:

Tir ICM 28/1 (voir figure 75)

Le liner est en acier ($e = 2$ mm, $\phi_{\text{ext}} = 96$ mm).

- Les points expérimentaux de champ et de rayon se placent bien sur les courbes calculées avec $\sigma_{\text{bloq}} = \sigma_0/10$.

- Le rayon minimum lu sur les films se situe autour de 8 mm.
- La rupture de sonde a lieu pour H égal à 5,8 MOe et r égal à 3,4 mm.
- La dispersion en champ ΔH correspond à une dispersion en rayon Δr , autour de la valeur moyenne de 3,5 mm, donnée par l'expression : $\Delta H(\text{MOe}) = C_{AC} \cdot \Delta r(\text{mm})$ avec une valeur $C_{AC} = 2,5$.
- Pour la couche interne du liner, la température calculée atteint quelques 10^4 °K (vaporisation) lorsque le champ théorique vaut à peu près 7 MOe. Il est probable d'après le paragraphe II-4.4. du chapitre I, que le champ au-delà de 7 MOe commence à pénétrer dans les couches vaporisées du liner.

Tir ICM 29/16 (voir figure 76)

Le liner est en cuivre ($e = 2$ mm, $\phi_{\text{ext}} = 96$ mm)

- L'accord est satisfaisant entre les points expérimentaux et les courbes calculées avec $G_{\text{bloq}} = G_o/10$.
- Le rayon minimum lu sur les films se situe autour de 8 mm.
- La rupture de sonde a lieu pour H égal à 11,7 MOe et r égal à 4 mm.
- La dispersion ΔH est proportionnelle à Δr suivant un coefficient C_{cu} égal à 2,8 ; étant données l'allure et la position de H(t) et r(t), la dispersion ΔH se situe dans une zone de valeurs élevées de H ; en conséquence il est possible avec ce type de liner, d'obtenir des champs magnétiques finals plus élevés que 12 MOe.

Les tirs comparables pour leur géométrie, leur implosoir, leur sonde, mais différents par la qualité du liner, conduisent aux conclusions suivantes :

- les hypothèses admises dans le modèle théorique sont vérifiées par la concordance des courbes calculées et des points expérimentaux pour des valeurs de champ final allant jusqu'à 12 MOe,
- la conservation du flux est efficace avec les liners en cuivre, et confirme l'hypothèse sur la conductivité : σ_{bloq} du cuivre conserve une valeur supérieure en fin d'implosion à σ_{bloq} de l'acier,
- la dispersion ΔH est proportionnelle à Δr selon un coefficient comparable dans les différents cas ; mais la plage de variation de H est située autour d'une valeur plus élevée dans le cas d'un liner en cuivre,

	:	:	:
(Liner	:	Δr	: ΔH

(Cuivre	:	3 à 4 mm	: 5 à 9 MOe
(	:		:
(Acier	:	3 à 4 mm	: 10 à 15 MOe

- pour une même géométrie et une qualité égale d'explosif la compression par liners en cuivre assure dans une cavité de 4 mm de rayon un champ voisin de 12 MOe ; la chute de σ (T) moins importante pour le cuivre que pour l'acier, laisse espérer dans des géométries plus grandes que $\phi = 100$, l'obtention de champs supérieurs à 15 MOe.

TABLEAU XII

TIRS DE PERFORMANCE - BOBINE DE HELMHOLTZ - DIFFERENTS LINERS
GEOMETRIE $\emptyset = 100$ mm

Numéros des tirs I.C.M.	Type de bobine et explosif	Liner (sans fente)			H_1 (kOe)	H_{max} (MOe)	Cavité initiale (p en Torr) $p_o = 760$	Observations sur : cylindricité - stabilité
		e/λ (mm)	$\emptyset_{ext}$ (mm)	Nature : Matériau : Configur.				
26/13	HM1 (B)	2/240	100	Ac. Inox.	52,0	3,00	Air (10^{-4})	Régulière - sans front avant
26/14	--	--	--	--	54,2	3,5	Air (10^{-4})	lumineux - stable
H6/1	--	2/150	--	--	72,0	9,5	Air (p_o)	Régulière - avec front avant
H6/2	--	2/150	--	--	50,0	9,0	--	lumineux
27/1	HM2 (B)	2/270	--	--	59,0	5,0	--	Régulière avec front avant
27/2	--	--	--	--	55,0	5,7	--	lumineux
27/9	--	2/140	--	--	61,5	5,8	--	
28/1	-- (C)	2/310	--	--	55,0	5,8	Air (10^{-1})	
28/4	--	1,6/270	--	--	51,0	4,7	Air (p_o)	
28/6	-- (B)	2/310	--	--	55,6	5,3	Air (10^{-1})	
27/18	--	2/120	96	--	51,6	4,2	Air (10^{-5})	(sans front lumineux)
29/1	--	2/300	96	--	60	5,9	Air (p_o)	
27/13	--	1,5/270	100	--	54	4,9	Argon (200)	Cavité remplie avec
27/24	--	2/310	100	--	35	4,8	Argon (1520)	argon - front très lumineux
27/25	--	--	100	--	50,3	3,9	Argon (2280)	en avant du liner
27/6	--				65	0,300	Argon (p_o)	mêmes observations optiques
27/20	--		Sans liner		62	0,330	Argon (1520)	du front lumineux
27/21	--		métallique		62	0,395	Argon (2280)	
: Cuivre feuilleté, ouvert :								
27/15	--	2/140	100	--	35	2,9	Air (p_o)	Irrégulier, instable
28/7	--	Liner bicouche			37	4,5	Air (10^{-1})	Régulier - front avant
28/8	--	Acier Inox $e = 1,8$			60	4,7	--	lumineux
28/9	--	+ cuivre intérieur			40	6,3	--	Stable
		$e = 1/10$						

Remarque : Les implosions réalisées sous bon vide (10^{-5} Torr) ne présentent aucune zone lumineuse de mince épaisseur en avant du liner et à son contact.

TABEAU XIII

TIRS DE PERFORMANCE - BOBINE DE HELMHOLTZ - LINER EN CUIVRE

GEOMETRIE $\varnothing$ 100

Explosif type B

Numéros des tirs I.C.M.	Bobine - Liner (voir figure 72)	H_1 (kOe)	H_{max} (à rupture de sonde) (MOe)	Observations sur cylindricité et stabilité d'implosion	Cavité initiale p (Torr)
29/3	Bobine : HM4 1/4 période = $9 \cdot 10^{-3}$ s	44	5,4	Irrégulière, défaut d'amorçage de l'implosion.	
29/5	Liner : cuivre recuit de 2 mm d'épaisseur. Surface intérieure : proche du polissage $\varnothing_{ext} = 96$ mm	41	7,5	Instabilités près de la focalisation	Air (10^{-1})
29/11		42	10,0	Irrégulière et stable près de la focalisation	
29/12		42	4,8	Irrégulière et instable	
29/16		42	11,7		
29/18		42	11,2	Régulière et stable	

Remarque : Parmi les 15 tirs de la série ICM 29/3 à 29/17, il faut dénombrer 5 tirs de calage, 2 tirs avec des liners d'épaisseur 1,5 mm déformés par le champ primaire, 3 tirs ratés (rupture prématurée de sonde, défaut de mise de feu, etc...) et 6 tirs avec compression dont 3 très performants.

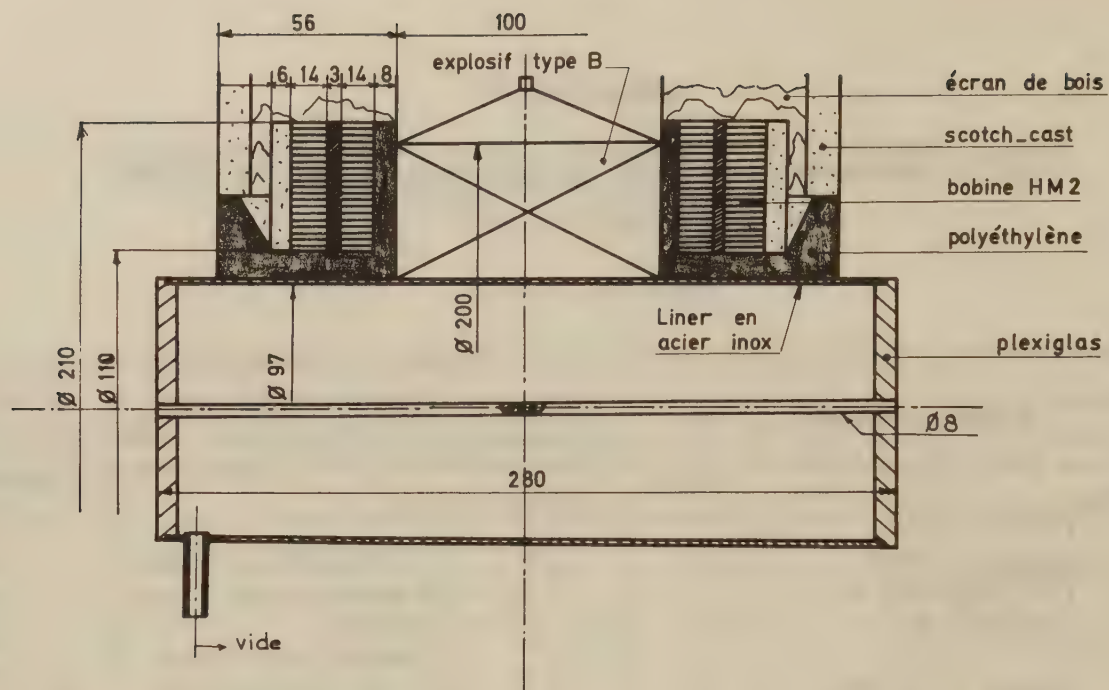


FIG. 71 - Montage d'un liner en acier inoxydable ($e = 1,5$ mm, $\varnothing_{\text{ext}} = 100$ mm) dans une enceinte pompée en régime continu, avec une bobine HM 2.

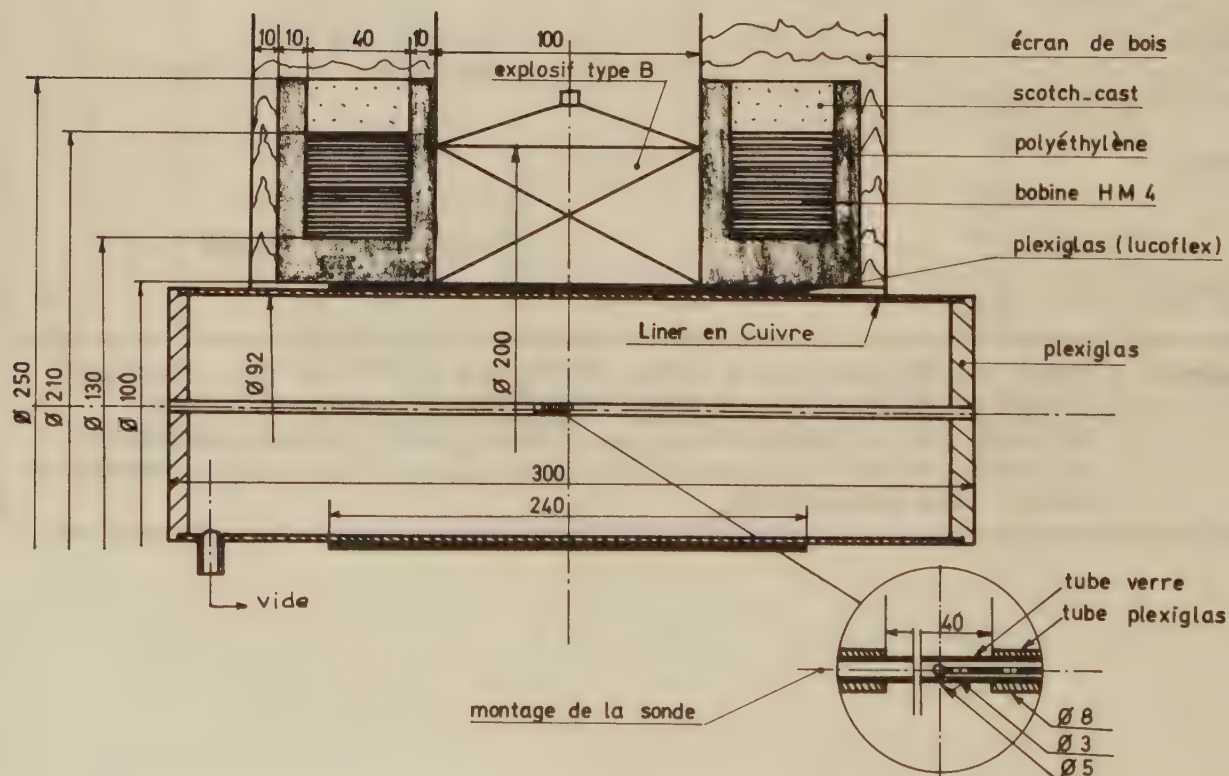


FIG. 72 - Montage d'un liner en cuivre ($e = 2$ mm, $\varnothing_{\text{ext}} = 96$) avec une bobine MH 4.
Détails de la sonde magnétique.

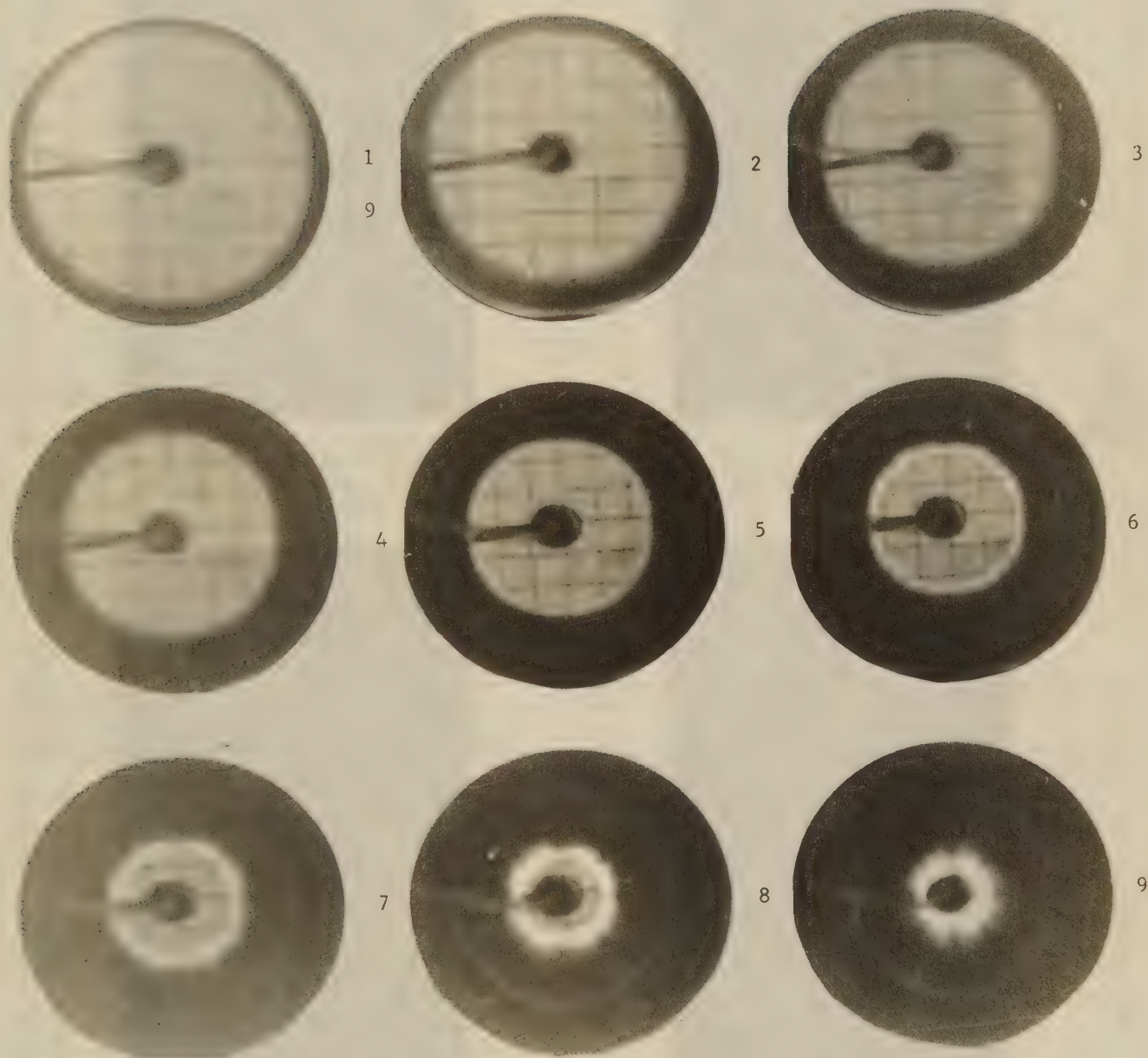


Fig. 73 - Séquence d'implosion sous vide primaire d'un liner en acier inoxydable ($\varnothing_{\text{int}} = 96 \text{ mm}$ $e = 2 \text{ mm}$) au contact de l'implosor. La bobine primaire est du type HM2. Noter la régularité d'implosion et l'ionisation finale de l'air résiduel de la cavité (intervalle image = $0,83 \text{ } \mu\text{s}$) - $H_i = 55 \text{ KOe}$ - $H_{\text{Max}} = 5,8 \text{ MOe}$.

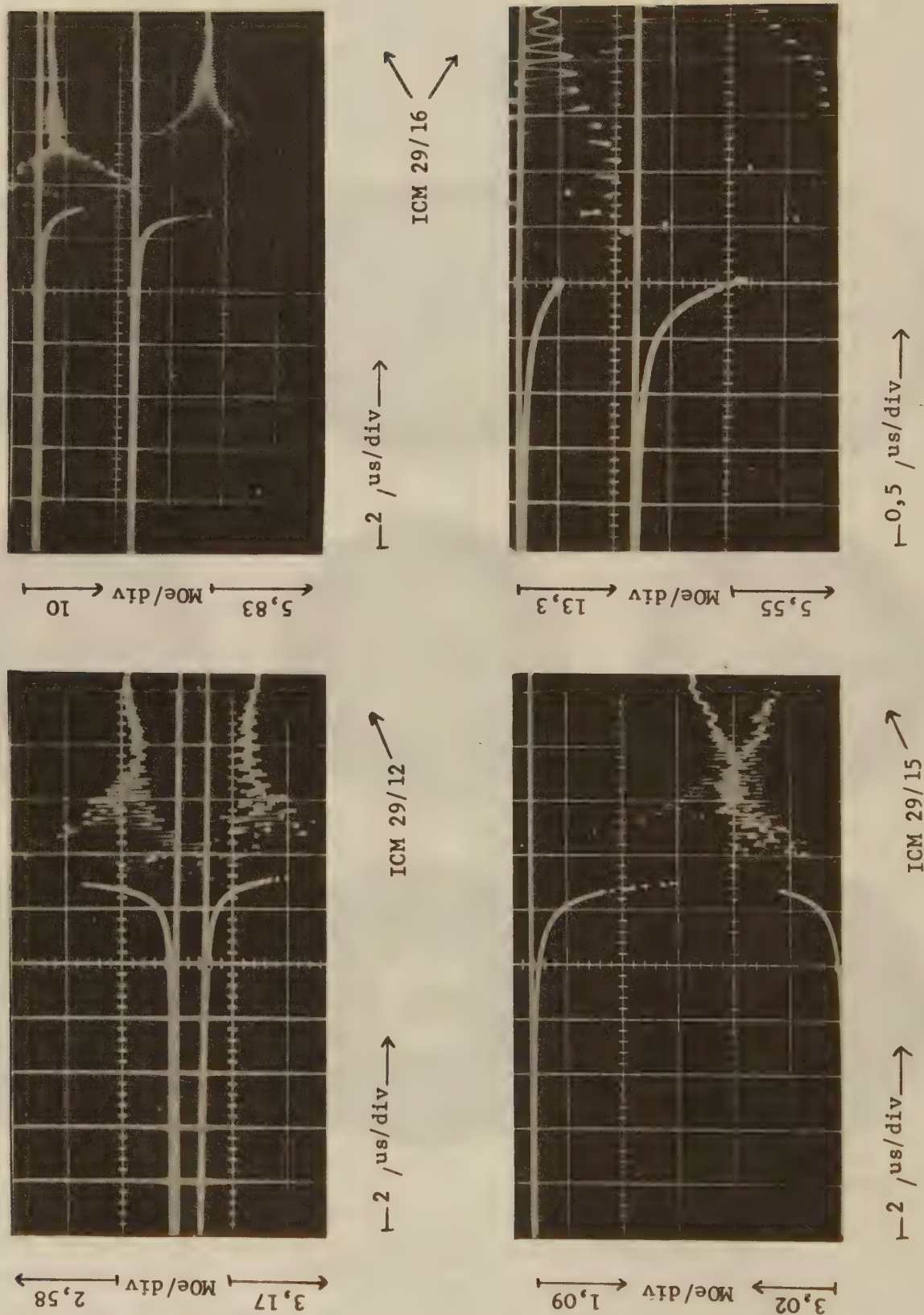


Fig. 74 - Observations à l'oscilloscope de la montée du champ mesuré par microsonde dans différents tirs de la série ICM 29. Les points de rupture de sonde apparaissent suivis d'oscillations à haute fréquence.

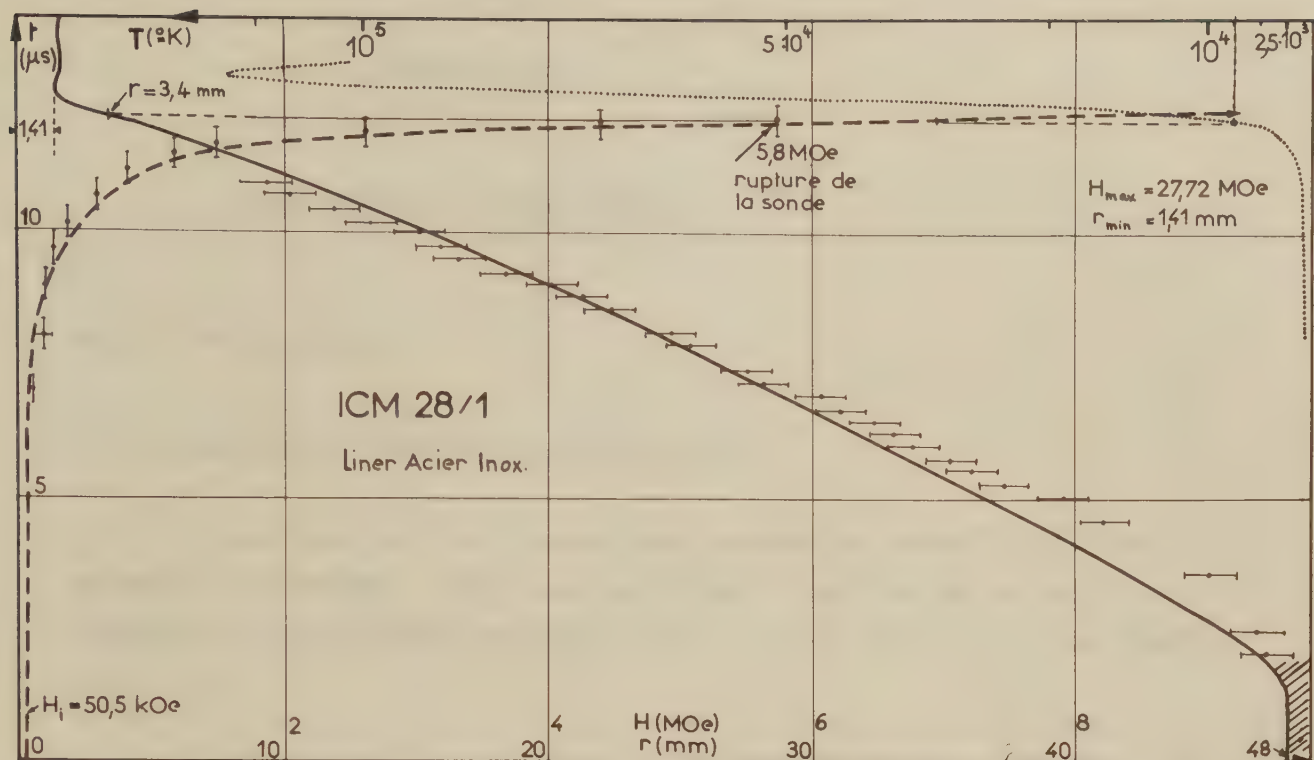


FIG. 75 - Courbes calculées de $H(t)$ et $r(t)$ correspondant à la compression d'un liner en acier inoxydable. Les points expérimentaux sont figurés. La température calculée $T(t)$ de la couche la plus interne du liner apparaît en haut.

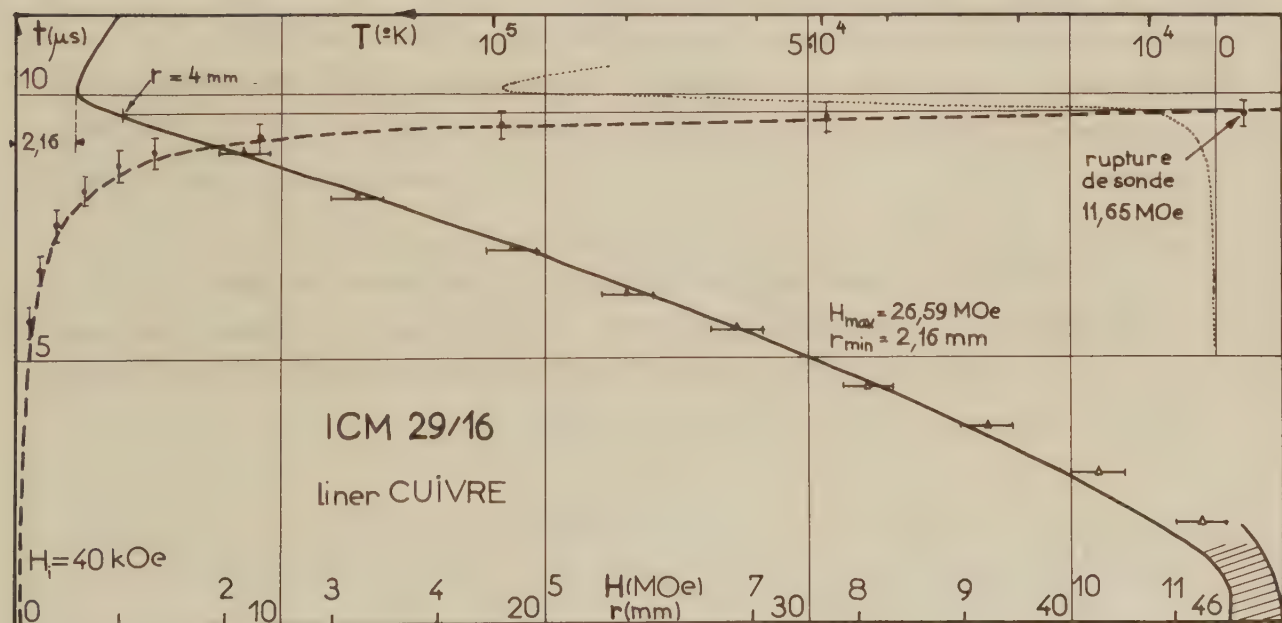


FIG. 76 - Courbes calculées de $H(t)$ et $r(t)$ correspondant à la compression d'un liner en cuivre. Les points expérimentaux sont figurés. La température calculée $T(t)$ de la couche la plus interne du liner apparaît en haut.

CHAPITRE III

RECHERCHE DU REBONDISSEMENT

I - DEFINITION DU PROBLEME

I-1. Difficultés d'observation du phénomène

Les résultats des tirs de performance ont montré qu'il était impossible de mesurer des champs supérieurs à 12 MOe, en partant de champs de 50 kOe imposés par des liners en acier ou en cuivre de géométrie $\varnothing$ 100.

Cependant le modèle théorique, (68), appliqué au montage considéré, annonce des valeurs finales largement supérieures à 12 MOe. Elles couvrent une gamme allant de 24 à 34 MOe pour des rayons minima variant de 1,63 à 0,99 mm selon que la température de blocage de 5 est fixée à 2000 ou 9000 °K (voir tableau XIV).

Dans tous les cas, les valeurs calculées des rayons minima sont trop petites pour être observées à la caméra et il est impossible de déterminer si le liner est effectivement ralenti et s'il rebondit lorsque le champ atteint son maximum.

Dans la mesure de nos moyens expérimentaux, c'est-à-dire avec des liners de diamètre $\varnothing$ 100, nous avons cherché à provoquer le rebondissement dans des cavités de l'ordre de 10 mm de rayon.

TABLEAU XIV

Liner			Explosif		Blocage de la conductivité en fonction de T T de blocage °K	Valeurs calculées		Champ initial
e mm	ϕ_{ext} mm	Nature	Type	γ		H_{max} MOe	r_{min} mm	H_1 kOe
2	96	Ac. Inox	B	2	2 000	24,29	1,63	60
2	96	"	B	2	3 000	25,9	1,49	60
2	96	"	B	2	4 000	27,55	1,37	60
2	96	"	B	2	9 000	34,44	0,99	60
2	96	Cuivre	B	2	2 600	20,14	2,48	60
2	96	"	B	2	3 000	20,13	2,48	60
2	96	"	B	2	4 000	20,13	2,48	60

I-2. Conditions physiques de rebondissement

Les conclusions du paragraphe II.4.5. du chapitre I indiquent que le montage provoquant le rebondissement doit satisfaire les points suivants :

- poussée affaiblie des gaz brûlés par désadaptation de l'implosoir ($\gamma < 2$, présence de couche d'air, liner lourd), ou par emploi d'un explosif du type A relativement peu énergétique,
- champ initial H_1 le plus élevé possible,
- choix d'un matériau de liner suffisamment conducteur : l'acier inoxydable (le cuivre n'a pas été retenu car la technique d'injection du champ primaire n'était pas au point au moment des essais).

I-3. Conditions d'essais

Les essais doivent présenter les propriétés suivantes :

- caractère reproductible des tirs,
- grande qualité de l'observation optique ; emploi simultané de deux caméras,
- suppression des instabilités hydrodynamiques.

Définition pratique

L'explosif du type A a une pression p'_0 égale à $70 \cdot 10^9$ baryes et un β_p de 10 ; B_e vaut alors 1325 kOe. Le champ initial H_1 a été porté à 100 kOe. Les formules (12) et (13) donnent le champ final B_r au rebondissement et le rayon r_r correspondant, soient :

$$\left| \begin{array}{l} B_r = 2,9 \text{ MOe} \\ r_r = 8,3 \text{ mm} \end{array} \right.$$

Ce calcul qui s'appuie sur la théorie simplifiée, sans la diffusion, montre que le champ atteint une valeur maximale pour une cavité de dimensions encore observables.

II - MONTAGE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

II-1. Montage de l'ensemble liner, bobine, implosor

1°) La figure 77 présente le montage adopté ; le rapport de l'implosor γ vaut 1,48.

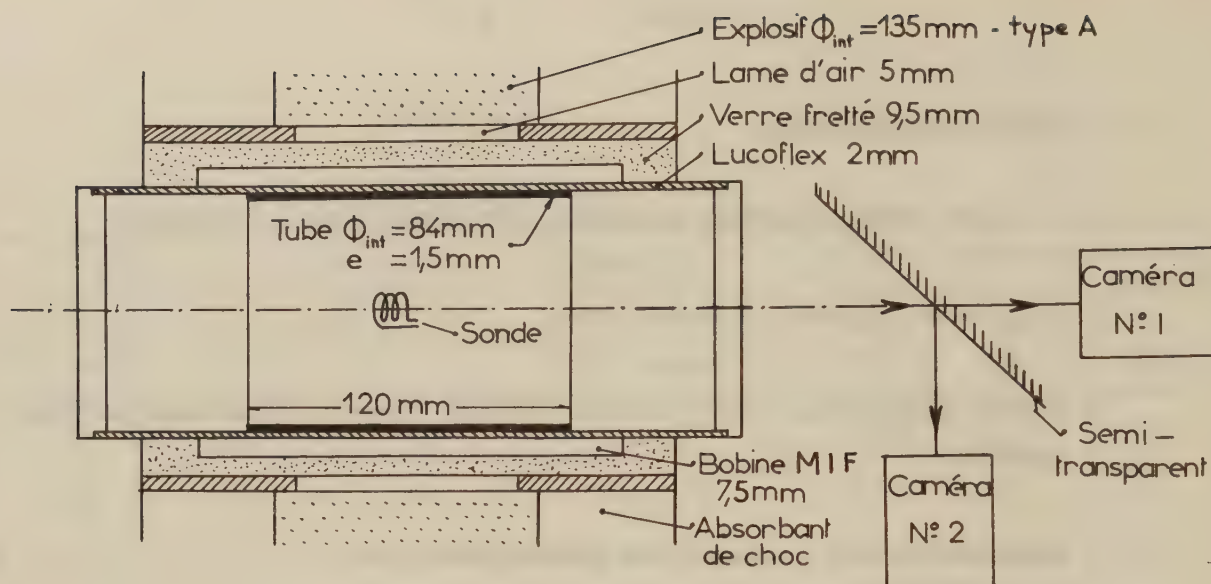


FIG. 77 - Montage pour la recherche du rebondissement (ϕ 100) : liner en acier inox., bobine MIF, explosif du type A ($\gamma = 1,48$) - Double observation optique.

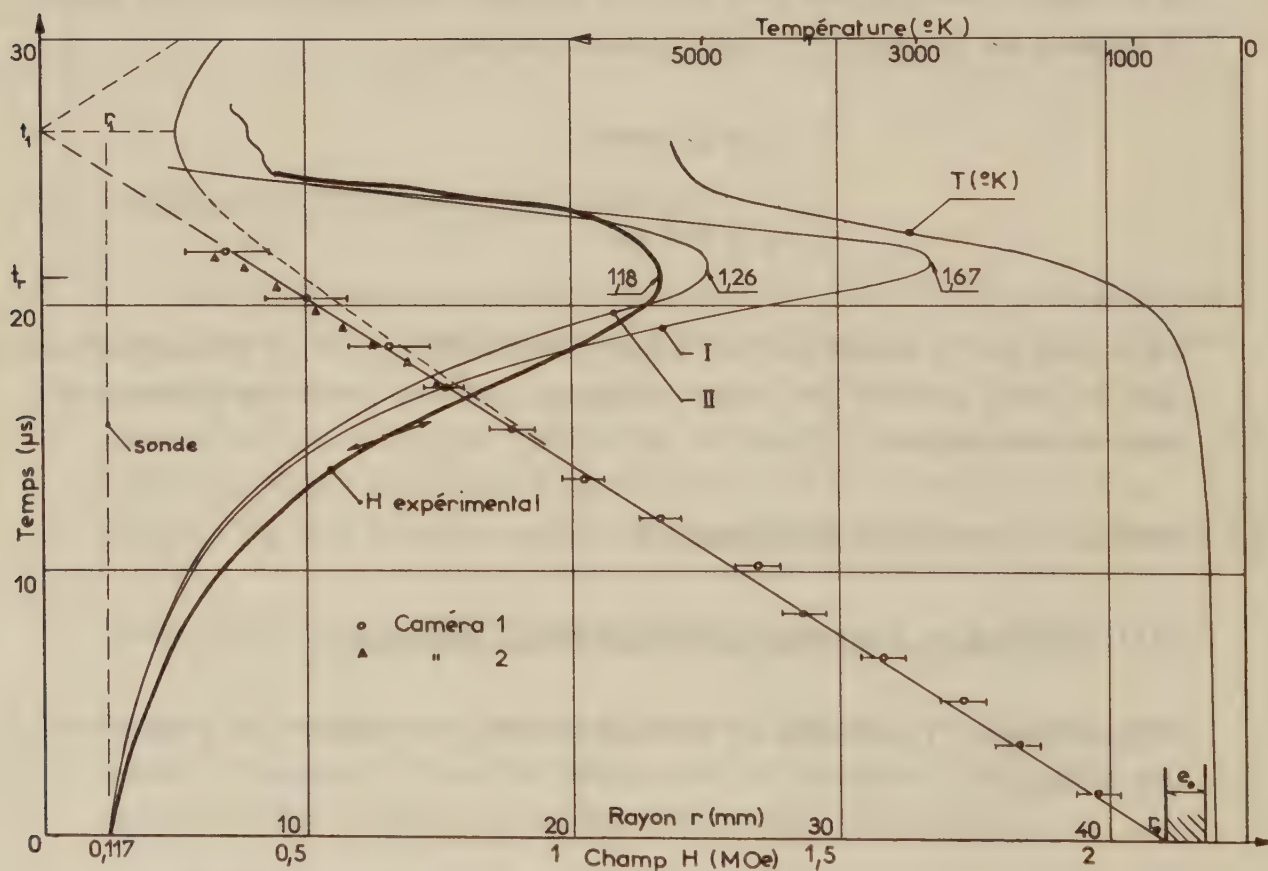


FIG. 78 - Résultats expérimentaux d'un essai de rebondissement - Comparaison avec les prévisions théoriques (courbes I et II).

- 2°) La couche d'air prévue entre la bobine et l'explosif a pour effet de mettre progressivement le milieu implosé en mouvement et évite les instabilités.
- 3°) La bobine de champ du type 1C/1 à 59 spires jointives est freinée et ses déformations pendant la montée du champ primaire sont pratiquement inexistantes. Sa masse importante sert à absorber de l'énergie de compression.
- 4°) Le liner en acier inoxydable a une épaisseur variable (1,5 à 2 mm). Une telle épaisseur est suffisante pour éviter au champ final espéré de l'ordre de 2 MOe, de diffuser trop facilement à l'extérieur (voir paragraphe I-6 du chapitre I). La cavité est initialement à la pression de l'air atmosphérique.
- 5°) Le diagnostic électrique est assuré par une sonde à bobinage (voir paragraphe I-4.2.2., chapitre II). Le diagnostic optique est réalisé à l'aide de deux caméras (voir figure 77). Pour la première ① (LCA-CI4), la vitesse de turbine est de 2500 tr/s et le film donne 24 images espacées de 1,66 μ s et de temps de pose 0,55 μ s. Pour la seconde ② (Barr and Stroud - CP5) la vitesse est fixée à 5500 tr/s; le film donne 59 images espacées à 0,245 μ s et posées à 0,165 μ s. Cette caméra ② enregistre des images pendant un temps 3 fois plus faible que la première et n'opère que pendant la phase finale de l'implosion qui correspond au rebondissement. La figure 78 montre le recoupement des observations des deux caméras, matérialisée chacune par des points différents sur la courbe $r = r(t)$ pour des rayons variant de 15 mm à 7 mm.

II-2. Résultats des essais

II-2.1. Résultats globaux

On a réalisé une série de dix essais qui sont bien reproductibles. Le tableau XV présente les grandeurs mesurées ; le champ initial H_i , le champ à sa valeur maximale H_r et le

rayon correspondant r_r . On donne en plus le rayon limite enregistré par la caméra, soit r_ℓ auquel correspond H_ℓ ; r_ℓ est, suivant le cas, plus petit ou plus grand que r_r .

TABEAU XV

n° tir	liner e: épaisseur λ : longueur	H_1	H_r	r_r	H_ℓ	r_ℓ	vitesse moyenne du liner
ICM 23/28		95	1,09	?	1,03	6	1360
23/32		110	1,25	?	1,01	8,5	1480
23/33	Ac. Inox.	79	1,25	7,5	H_r	r_r	1440
23/34	e = 1,5 mm	80	1,24	?	0,58	12	1390
23/35	$\lambda = 120$ mm	76,8	1,40	7,2	1,36	6,1	1420
23/36	$\phi_{\text{ext}} = 87$ mm	89	1,09	6	H_r	r_r	1600
23/37		80,8	1,30	6,1	1,25	5,9	1455
23/40		117	1,18	8,2	1,14	6	1570
23/38	e = 2 mm et	63,10	1,62	7,2	H_r	r_r	1465
23/39	idem pour le reste	76	1,69	?	1,4	10	1660 m/s

II-2.2. Interprétation de l'observation optique

Les figures 79 et 80 montrent les images d'implosion du même montage prises par les caméras ① et ② . La séquence de la figure 79 couvre toute la durée de l'implosion (photos 7 à 24). La séquence de la figure 80 (photos 11 à 33) donne les détails entre les images 20 et 24 de la première.

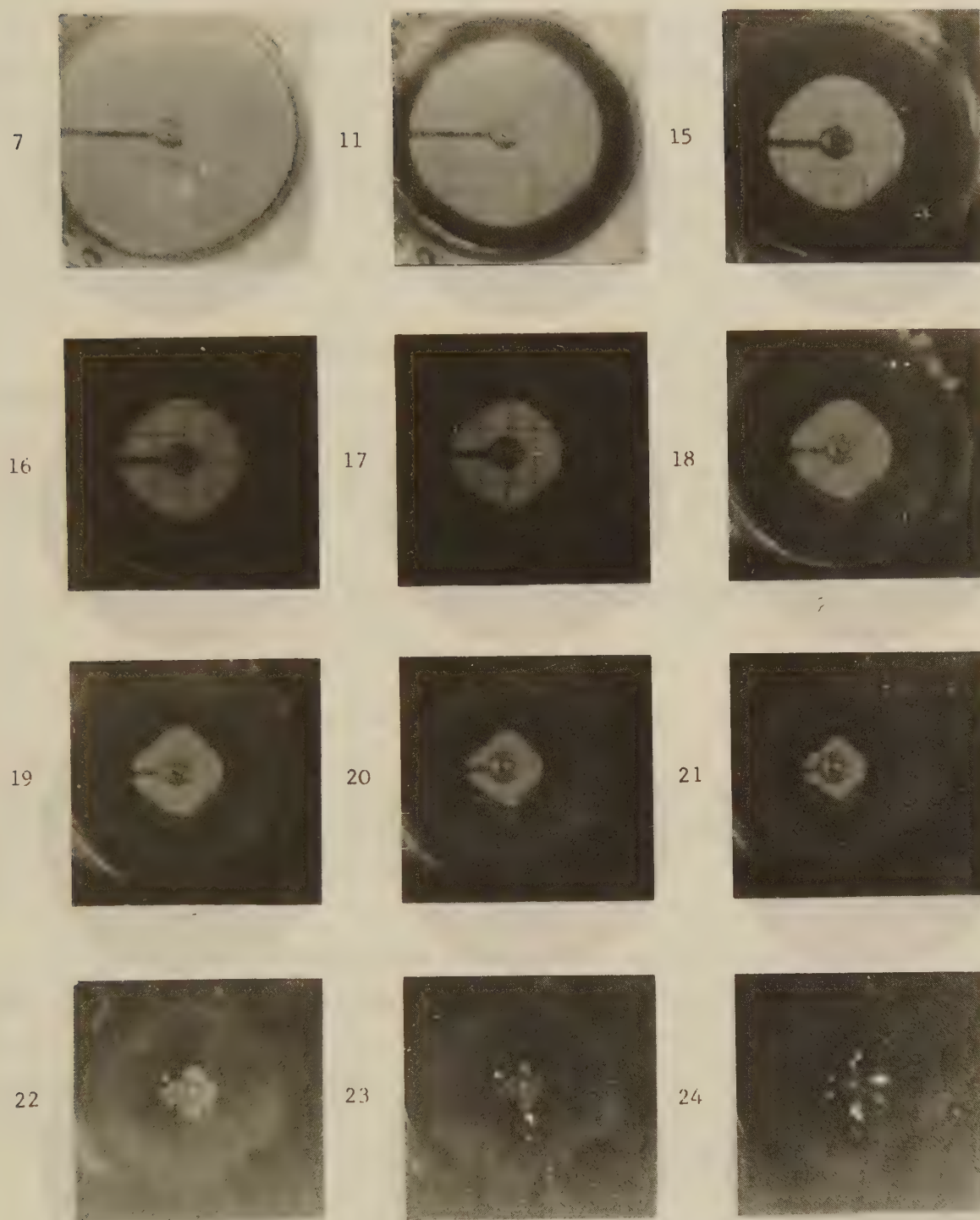


Fig. 79 - Séquence d'implosion pour la mise en évidence du rebondissement. Le liner en acier inoxydable ($\phi_{\text{int}} = 84 \text{ mm}$ $e = 1,5 \text{ mm}$) est placé dans une bobine du type M 1 F. Défaut d'implosion d'ordre 4. $H_{\text{MAX}} = 1,3 \text{ MOe}$ - (intervalle image = $1,66 \text{ } \mu\text{s}$).

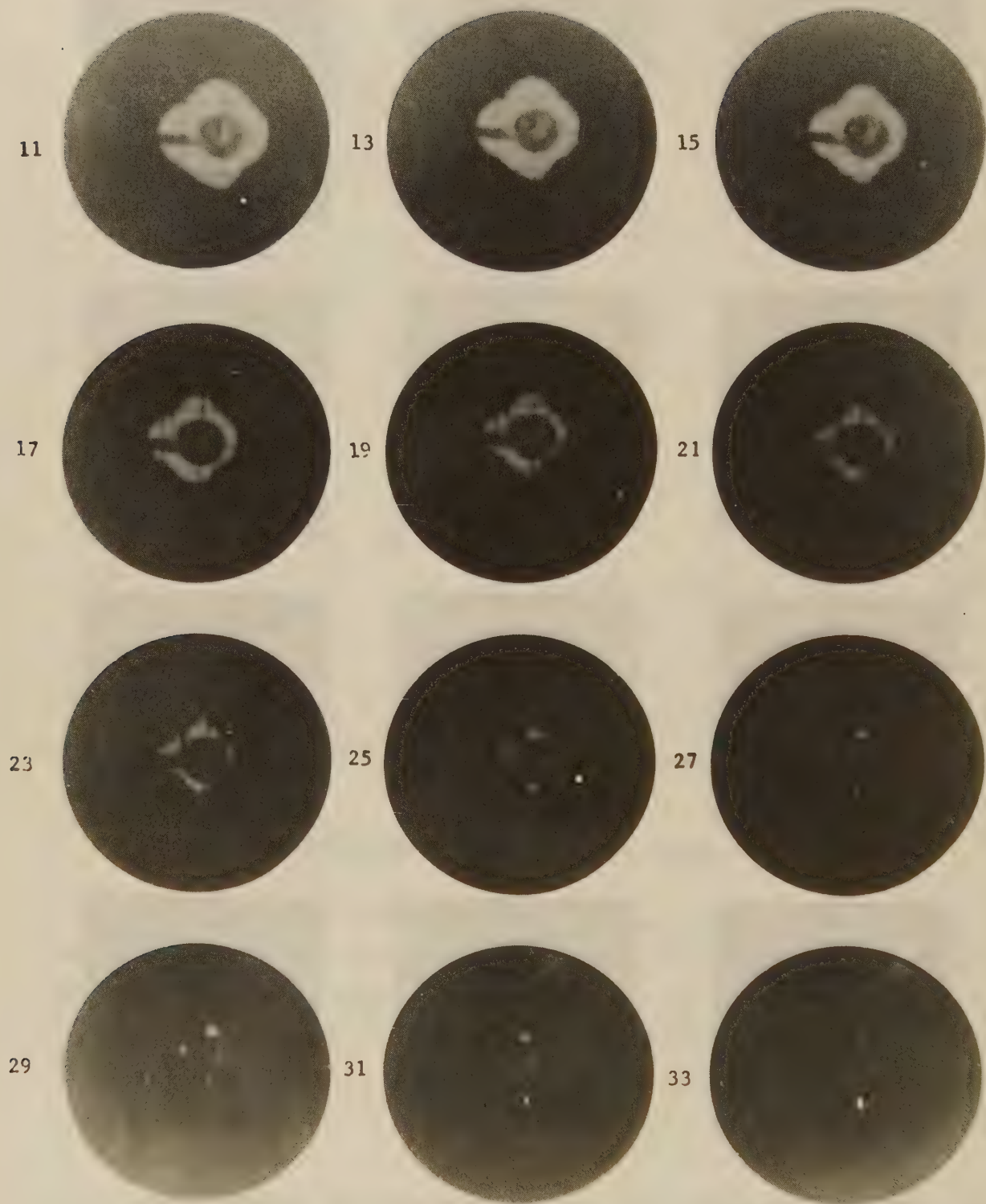


Fig. 80 - Les photos 11 à 33 donnent le développé du phénomène situé entre les photos 20 à 24 de la séquence d'implosion de la figure précédente (intervalle image = 2,245 μ s).

La mesure des rayons intérieurs de liner pour toutes les implosions de la série ICM 23 a été rendue délicate par suite de défauts répétés d'ordre 4, dus à la présence des quatre lobes d'amorçage de l'implosoir. On apporte une correction (voir la figure 81) en mesurant la moyenne r_3 de r_1 et r_2 ; la mesure de la surface S de la section de la cavité fournit une autre valeur de rayon $r'_3 = (S/\pi)^{1/2}$. Le rayon retenu est la moyenne de r_3 et r'_3 :

Le calage des courbes $r = r(t)$ et $H = H(t)$ est assuré à mieux que 300 ns. La figure 82 présente les oscillogrammes de champ. Le champ final passe par une valeur maximale pendant un temps de l'ordre de la microseconde et s'évanouit ensuite au moment où la sonde est vraisemblablement détruite par choc.

II-2.3. Obtention du passage du champ par un maximum sans observation optique simultanée

Un montage moins élaboré et utilisant deux liners concentriques (l'un en acier inoxydable au centre, l'autre en cuivre à l'extérieur, voir figure 83) avait déjà mis en évidence le passage du champ par une valeur maximale mais sans observation optique [48] ; seules les courbes de champ $H(t)$ furent enregistrées (voir figure 84).

Dans ce type de montage la rupture de la sonde intervient plus tôt, ce qui s'explique par la dimension initiale réduite du liner (Ø 45). Le modèle (68) n'a pas été adapté pour calculer un montage à 2 liners concentriques séparés et aucune explication théorique n'est donnée, d'autant plus que la loi expérimentale $r = r(t)$ n'a pas été relevée.

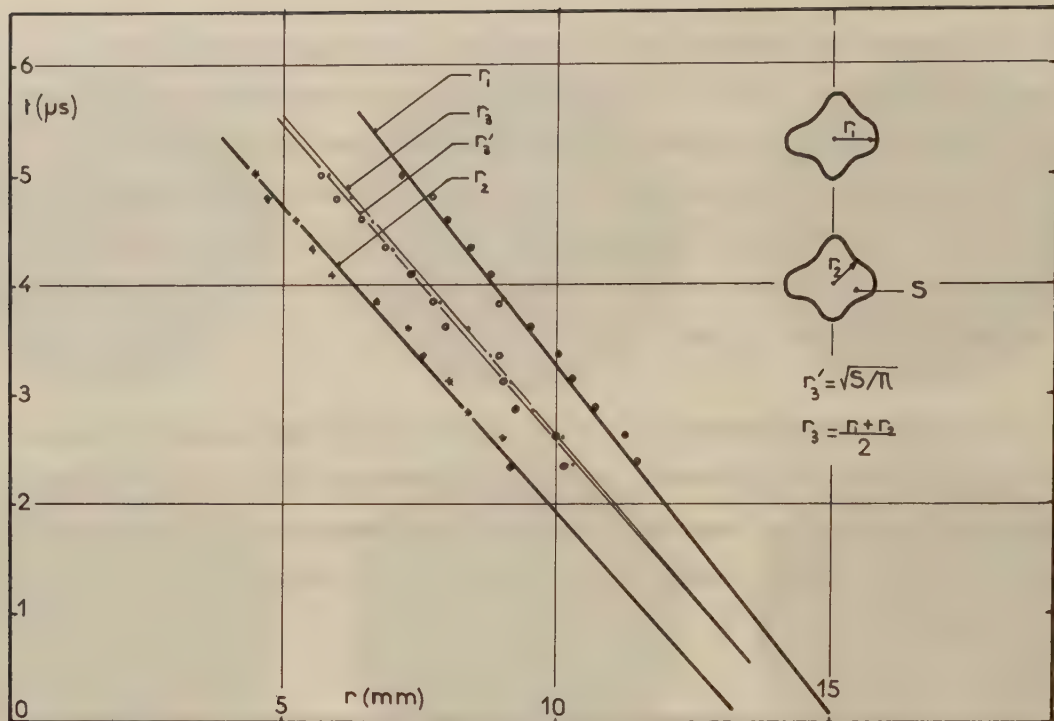


FIG. 81 - Dépouillement des images d'une séquence de rebondissement - lecture des rayons de cavités r_1 , r_2 et valeurs moyennes r_3 et r_3' .

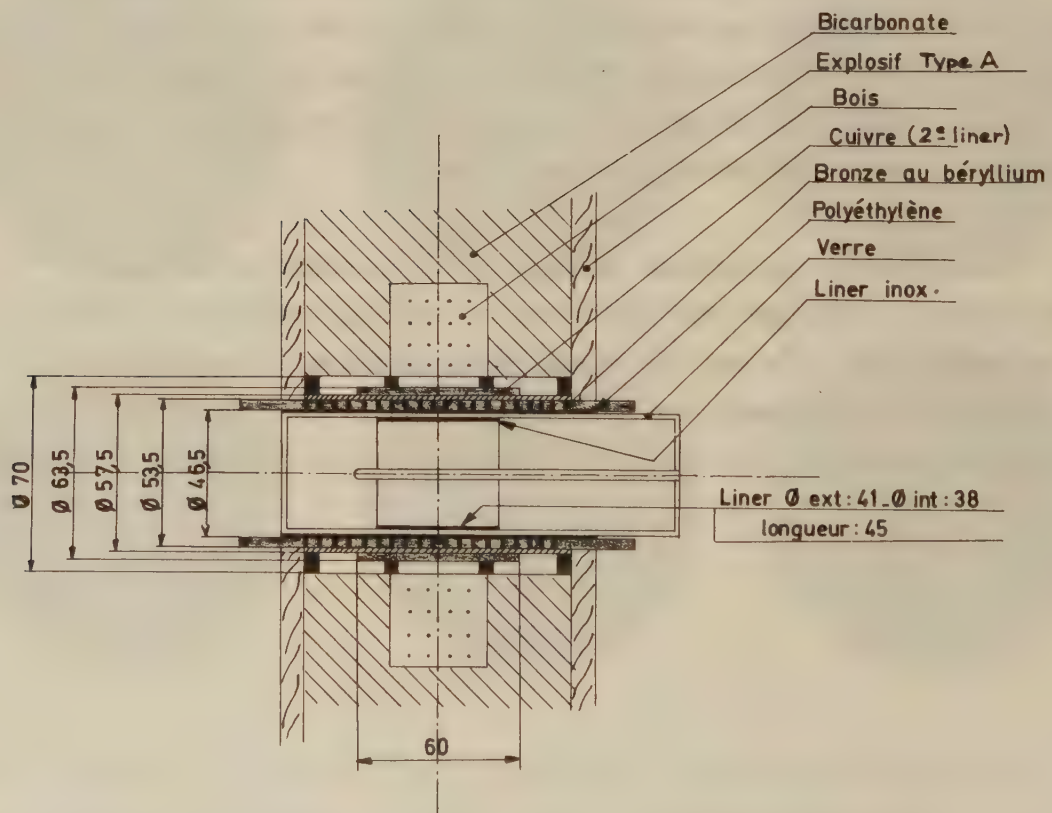


FIG. 83 - Montage pour la recherche du rebondissement (Ø 50) - Emploi de 2 liners concentriques (le liner en cuivre est fendu).

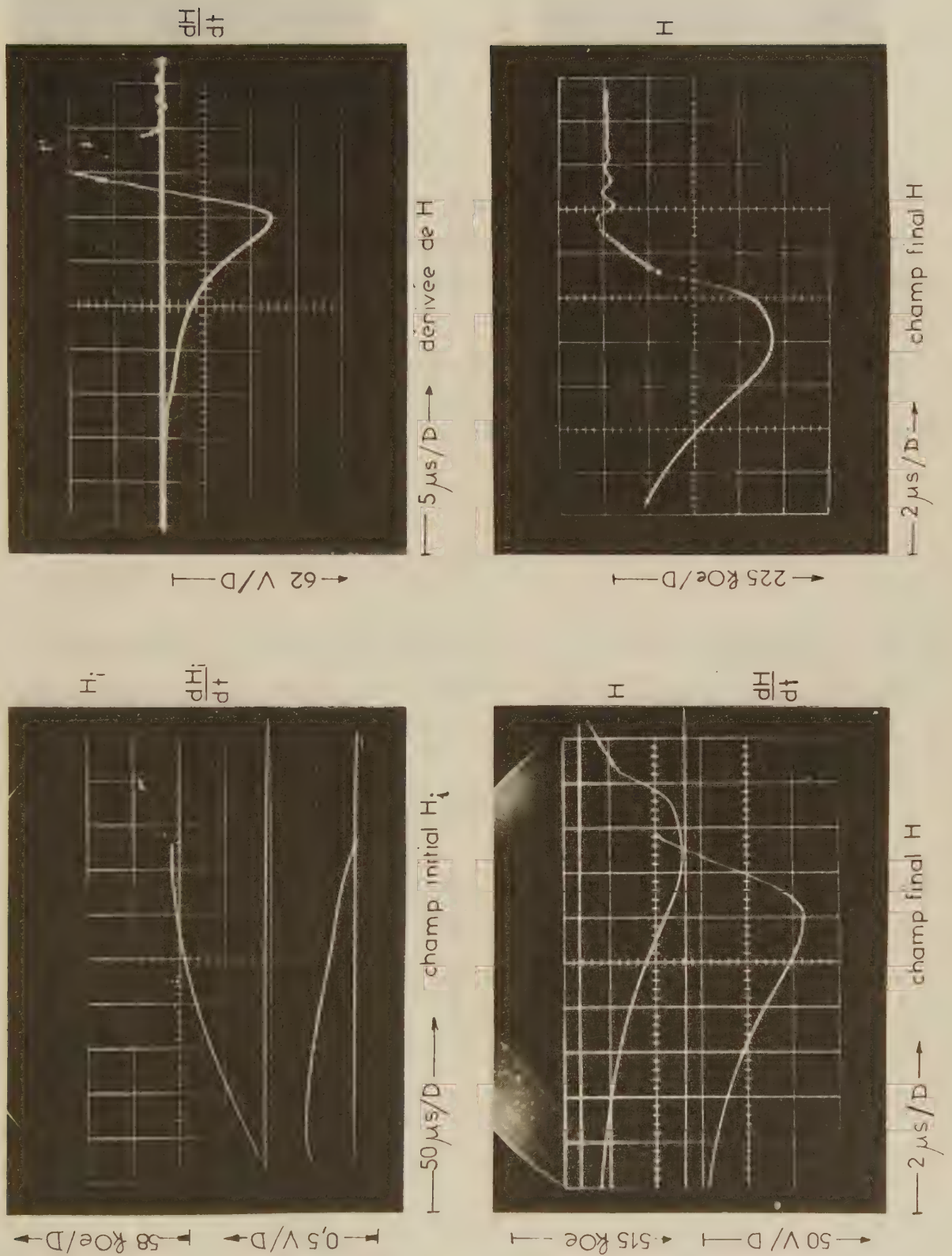


Fig. 82 - Observations à l'oscilloscope du passage par une valeur maximale du champ dans un tir de "rebondissement" de géométrie $\phi 100$ (voir le montage sur la figure 77).

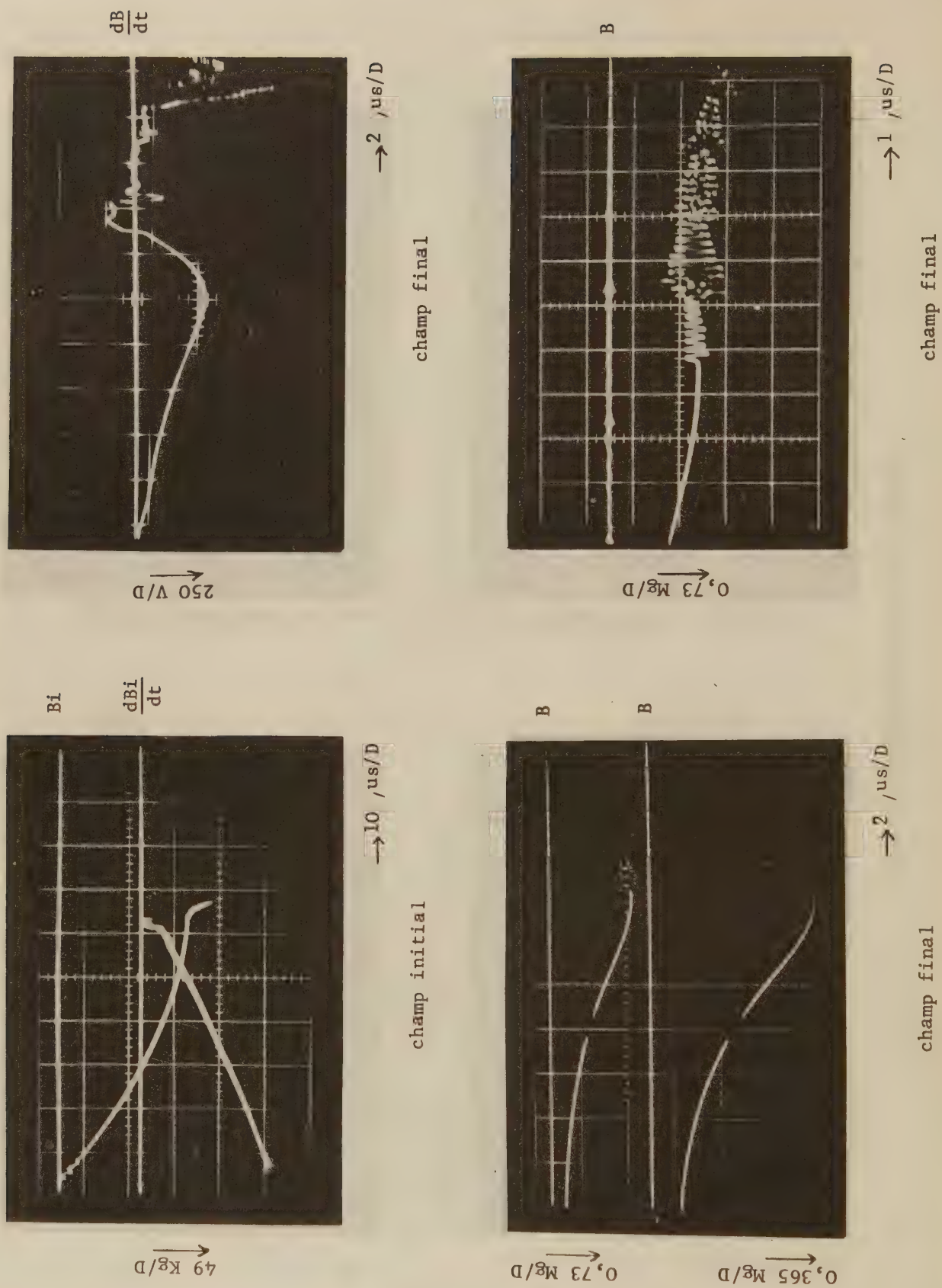


Fig. 84 - Observations à l'oscilloscope du passage par une valeur maximale du champ dans un tir de rebondissement de géométrie $\varnothing 50$ (voir le montage sur la figure précédente).

III - EXPLICATION DU PHENOMENE

III-1. Interprétation théorique

Le modèle théorique (68) sert à calculer les évolutions de $H(t)$ et $r(t)$ et tient compte de la conservation des quantités suivantes : la masse de l'ensemble imploré, la quantité de mouvement et l'énergie. Etant donnée la qualité satisfaisante de l'observation optique, la loi d'évolution du rayon $r = r(t)$ est fournie avec précision par l'expérience. Cette loi traduit la conservation des trois quantités précédentes et (68) devient surabondant pour calculer $H(t)$. Un modèle plus simple est proposé à partir de l'équation (34), soit :

$$\frac{d\varphi}{dt} + 2\pi r \frac{J_\theta}{\epsilon} = 0$$

L'hypothèse de la répartition linéaire de H à travers l'épaisseur e du liner est bien justifiée ici, car la compression est lente devant le temps de diffusion et (34) prend la forme :

$$(84) \quad \frac{d(r^2 H)}{dt} + \frac{r (H - H_e)}{2\pi e \epsilon} = 0$$

L'épaisseur est donnée par l'expression (8) soit $e = e_0 \frac{t_0 + t}{t_0}$. L'observation optique indique que le rayon intérieur r varie linéairement et s'exprime par la loi :

$$(85) \quad r = r_1 (t_1 - t)/t_1$$

La température est évaluée par l'expression (46), soit $\rho C_v dT = \frac{j_0^2}{\sigma} dt$
où σ est la conductivité du métal solide.

Les équations (84) (8) et (46) conduisent à l'expression suivante :

$$(86) \quad \frac{dH}{dt} + \frac{2}{t-t_1} H + \frac{k(H-H_e)e^{\int_0^t \frac{(H-H_e)^2}{(t_0+t)} dt}}{(t_0+t)(t_1-t)} = 0$$

où $k = t_0 t_1 / 2 \pi e_0 r_1 \sigma_0$ et $K = t_0^2 / (4 \pi e_0)^2 \sigma_0 T_0 \rho C_v$.

La résolution numérique de (86) s'obtient par la méthode de RUNGE-KUTTA. Les valeurs de $H(t)$ sont comparées aux résultats expérimentaux sur la figure 78. La courbe (I), de H calculé, présente une valeur maximale au même instant t_m que la courbe expérimentale. Compte tenu des barres d'erreur attachées à chaque mesure du rayon $r(t)$, on peut admettre une décélération du liner et la variation $r(t)$ peut se traduire par une branche d'hyperbole placée comme l'indique la figure 78, et exprimée par :

$$r = r_1 \left[1 + \left(\frac{t-t_1}{t_1} \right)^2 \frac{d^2}{r_1^2} \right]^{1/2} \quad \text{où } d^2 = r_1^2 - r_1^2$$

Le champ est alors donné par l'expression :

$$(87) \quad \frac{dH}{dt} + \frac{2(t-t_1)d^2}{t_1^2 r_1^2 + (t-t_1)^2 d^2} H + \frac{(H-H_e)k'e^{\int_0^t \frac{(H-H_e)^2}{(t_0+t)} dt}}{(t_0+t) \left[1 + \left(\frac{t-t_1}{t_1} \right)^2 \frac{d^2}{r_1^2} \right]^{1/2}} = 0$$

où $k' = t_0 / 2 \pi e_0 \sigma_0 r_1$.

La courbe (II) de champ ainsi calculée par (88) est en meilleur accord que la courbe (I) avec la courbe expérimentale.

On peut dégager de cette étude que la loi $r = r(t)$ assimilée à une droite ou à une hyperbole et associée à une loi de diffusion de champ du type (34) avec les hypothèses sur $e(t)$ et $\delta(T)$, permet de retrouver la variation de $H(t)$ conforme à l'expérience. En particulier l'hypothèse sur δ (loi des métaux solides) s'avère valable; la température ne dépasse pas 1300°K au point de champ maximum /49/.

III-2. Considération énergétique et conclusion

On observe que l'énergie cinétique du liner $E_c(t)$ reste pour le montage donné, supérieure à la somme de l'énergie perdue par effet Joule dans le liner W_J et de l'énergie magnétique W_{Mag} de la cavité. En effet E_c mesurée par la vitesse V_o d'implosion est de l'ordre de 30.10^{10} ergs. La somme $W_J + W_{Mag}$ mesurée par H_m et r_m et calculée par la valeur de T au rebondissement est de l'ordre de 8.10^{10} ergs. Dans l'hypothèse d'une décélération, l'énergie cinétique du liner serait réduite de 30% seulement. Dans les deux cas l'énergie E_c n'est convertie qu'en partie en énergie magnétique et calorifique au moment du "rebondissement supposé", qui correspond au passage de H par un maximum et à ce même instant la vitesse du liner n'est pas nulle. Cette remarque confirme l'observation optique du rayon à cet instant et pendant les quelques microsecondes qui suivent.

En conclusion dans les essais réalisés, le flux magnétique a le temps de diffuser beaucoup à travers le liner en acier et ces pertes ne sont pas compensées par le phénomène de compression : le champ ne dépasse que de peu la valeur de 1,2 MOe. Il s'en suit que les conditions énergétiques du rebondissement mécanique du liner ne sont pas remplies.

En reprenant le montage utilisé (même liner en acier) et en conservant le champ H_i adopté, on a cherché à savoir par le calcul si, en faisant varier la vitesse d'implosion V_0 (donc la qualité de l'explosif), il serait possible d'obtenir les conditions de rebondissement. La loi de diffusion (86) est utilisée pour définir le champ dans la cavité à différentes valeurs de V_0 s'échelonnant de 875 m/s à 4.200 m/s; on en déduit les énergies W_J et W_{Mag} (voir figure 85) et on les compare aux énergies E_c correspondantes (voir figure 86). En aucun cas E_c est inférieur à la somme $W_J + W_{Mag}$; le liner conserve toujours assez d'énergie cinétique pour continuer son mouvement jusqu'à la focalisation. Cette constatation condamne définitivement le montage adopté dans le but d'observer optiquement le rebondissement du liner pour une valeur r_r de l'ordre de 10 mm.

Ces remarques concernant un type de montage donné, ne mettent cependant pas en doute la possibilité du rebondissement de liners en acier dans des montages utilisant de l'explosif rapide. Le modèle théorique (68) démontre qu'une implosion se termine toujours par une phase de rebondissement correspondant à des champs compris entre 15 et 25 MOe, mais dans des cavités voisines du millimètre et inobservables par les moyens optiques actuels. La lecture des courbes des figures 33, 36 et 37 indique les valeurs de rayons de rebondissement pour différents ϕ_i et H_i . Seul le manque d'implosoir de dimension suffisante a condamné les essais d'observation du rebondissement d'un liner en acier, annoncé par le calcul et caractérisé par les grandeurs suivantes : $H_{max} \sim 18$ MOe, dimension initiale du liner $\phi_i \sim 300$ mm et rayon de rebondissement $r_r = 9,3$ mm (voir figure 35).

Le calcul des implosions de liners en cuivre sous l'action d'explosif rapide du type B a montré par ailleurs que les cavités de rebondissement avaient des dimensions supérieures à celles des liners en acier (voir figures 39 et 40). Il conviendrait d'évaluer l'implosion de ces mêmes liners avec de l'explosif lent du type A; il est probable que la cavité de rebondissement soit effectivement de l'ordre de 10 mm et le champ maximum correspondant voisin de quelques MOe. Aucun calcul et aucun essais n'a été réalisé en ce sens.

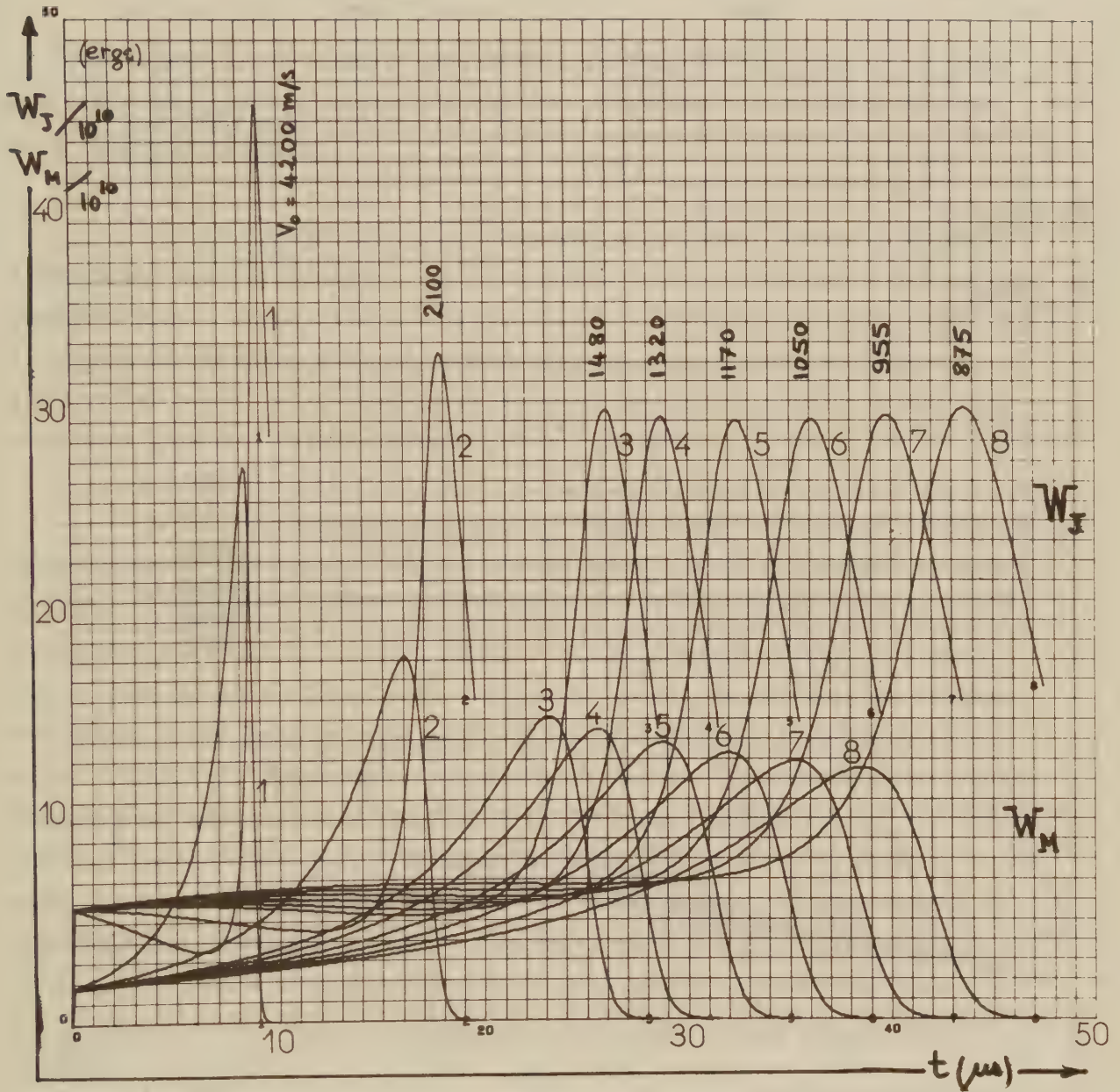


FIG. 85 - Variations de W_J et W_M pour différentes valeurs de la vitesse V_0 .

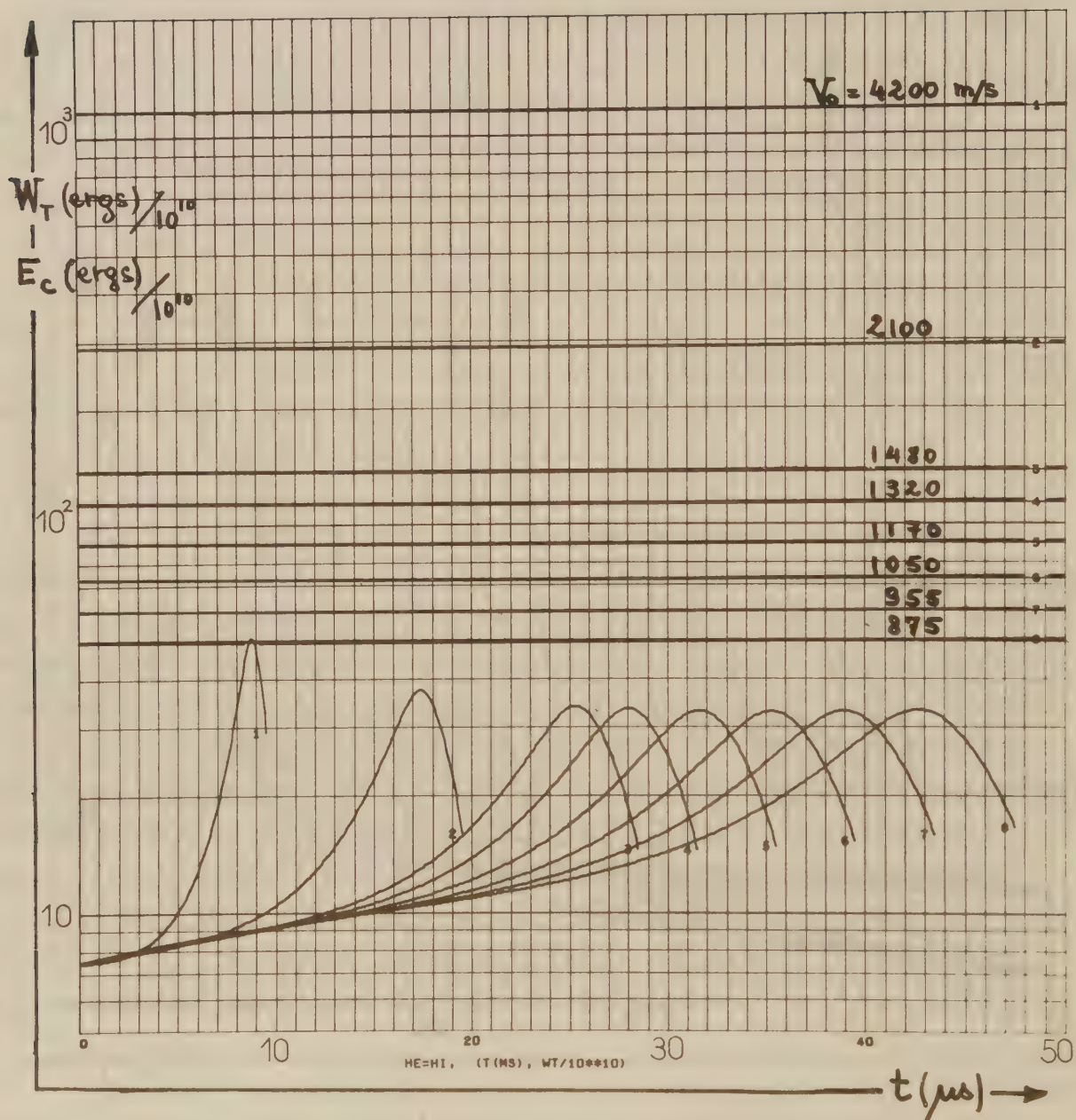


FIG. 86 - Comparaison de $W_T = W_J + W_{Mag.}$ à E_c , pour différentes valeurs de la vitesse V_0 .

CONCLUSION

Dans cette étude l'aspect théorique de la compression de champ par liner imploré, est comparé point par point avec un grand nombre de résultats expérimentaux.

Ces résultats ont exigé beaucoup de moyens : casemate de tir, diagnostics appropriés, etc... et ont demandé des recherches dans des domaines précis comme ceux des instabilités hydrodynamiques, de la création d'impulsions de champ dans de grands volumes, etc... Grâce à tous ces efforts les essais sont devenus reproductibles et les résultats annoncés ne dépendent plus des lois du hasard.

L'accord entre les calculs et l'expérience repose sur plusieurs facteurs et en particulier sur la loi de variation de la conductivité σ du liner qui définit la diffusion du champ. Les hypothèses admises sur σ , expliquant bien les valeurs de champ mesurées jusqu'à 12 MOe, ont tout lieu d'être valables jusqu'à 25 MOe (voir /21 /). En effet cette limite correspond à des températures des couches centrales du liner proches de 10^6 °K et le blocage de la variation de σ est un processus admissible jusqu'à ces températures. Au-delà de 25 MOe, les hypothèses sur σ sont discutables car les couches internes du liner sont celles d'un métal en phase gazeuse. Dans le cadre de l'étude, la théorie de la compression de liners gazeux n'est pas faite et l'on ne connaît pas la nouvelle forme de diffusion du champ et ses valeurs finales ; mais rien ne laisse penser que 25 MOe soit la limite extrême des champs obtenus par compression.

La recherche des champs élevés a été étudiée, pour des raisons de prix de revient, avec des liners de diamètre au plus égal à 100 mm. Avec cette géométrie, nous avons montré qu'en raison des instabilités inévitables près de la focalisation et des dimensions de la sonde, il était impossible de mesurer des champs supérieurs à 12 MOe. Malgré toutes les

précautions tendant à minimiser les instabilités, les efforts de miniaturisation des sondes et l'emploi de liner en cuivre à la place de liner en acier, les mesures réelles de champ n'ont pas dépassé le seuil indiqué. Cependant les calculs indiquent que les montages utilisés créent des champs atteignant 25 MOe dans des cavités finales de petit diamètre (~ 2 mm); pour mesurer réellement des champs atteignant ces valeurs, il faudrait augmenter d'un facteur au moins égal à 2 les dimensions initiales du liner, en cuivre de préférence, pour que la cavité finale contenant le champ ait un diamètre voisin de 10 mm.

La mise en évidence du rebondissement mécanique du liner et de la chute simultanée du champ a été recherchée ; l'expérience a montré qu'avec les dimensions adoptées et l'explosif utilisé, le rebondissement était inobservable ; par contre le passage du champ par une valeur maximale a été bien observé. Ce passage, dû à l'effet de diffusion, est un point singulier de la compression de champ et a servi à vérifier des hypothèses de calcul.

En définitive, l'obtention de champs égaux à 25 MOe est envisageable avec de gros moyens expérimentaux. Leur intérêt reste grand malgré le caractère destructif de chaque tir qui limite la cadence des essais. Les champs de 25 MOe représentent une pression de 25 Mbar et laissent deviner des expériences inédites dans le domaine de la physique fondamentale. L'avenir dira si les physiciens consentent à mettre le prix pour les tenter.

ANNEXE I

VARIATION DU FLUX CONTENU DANS UN LINER CYLINDRIQUE IMPLOSE

(voir figure 6)

Le flux φ_1 contenu dans le liner de rayon intérieur r_1 à l'instant t_1 , varie en même temps que l'induction B ; le liner est animé d'une vitesse $\vec{V}$ de composante radiale $\hat{r} \left(\frac{\partial r_1}{\partial t} \right)$ (Cf. annexe III).

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{d}{dt} \int_S B \cdot dS \\ (1) \quad \frac{d\varphi_1}{dt} &= \frac{d}{dt} \int_0^{r_1(t)} B_z \cdot 2\pi r dr \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \vec{B} \text{ n'a qu'une} \\ \text{composante } \hat{z} (B_z) \end{array}$$

$$= 2\pi B_z r_1 \frac{dr_1}{dt} + 2\pi \int_0^{r_1} \left(r \frac{\partial B_z}{\partial t} + r \frac{\partial B_z}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t} + B_z \frac{\partial r}{\partial t} \right) dr$$

r est une variable muette et le terme $\partial r / \partial t$ est nul d'où

$$(2) \quad \frac{d\varphi_1}{dt} = 2\pi B_z r_1 \frac{dr_1}{dt} + 2\pi \int_0^{r_1} \frac{\partial B_z}{\partial t} r dr \quad \text{D'après l'équation } \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{il vient : } 2\pi \int_0^{r_1} -\frac{\partial B_z}{\partial t} r dr = 2\pi \int_0^{r_1} \nabla \times E_\theta r dr = \oint_L E_\theta dl = 2\pi r_1 E_\theta \quad \text{car } \vec{E} = \hat{\theta} (E_\theta)$$

$$\text{d'où (3)} \quad \frac{d\varphi_1}{dt} = 2\pi B_z r_1 \frac{dr_1}{dt} - 2\pi r_1 E_\theta$$

La loi d'Ohm d'après l'annexe III s'écrit :

$$(4) \quad J_\theta = \sigma \left(E_\theta - \frac{\partial r_1}{\partial t} B_z \right)$$

En combinant (3) et (4), il vient :

$$(5) \quad \frac{d\varphi_1}{dt} = -2\pi r_1 \frac{J_\theta}{b}$$

En admettant l'hypothèse de la répartition linéaire de J_θ suivant l'épaisseur e du liner, on écrit d'après l'équation (33)

$$J_\theta = \frac{1}{4\pi e} (H - H_e)$$

finalement (5) s'exprime par la formule :

$$\frac{d\varphi_1}{dt} = -\frac{r_1}{2be} (H - H_e)$$

ANNEXE II

DIFFUSION D'UN CHAMP H EN MILIEU AU REPOS, INFINI, A UNE DIMENSION

L'équation est du type :

$$(1) \quad \chi \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \frac{\partial H}{\partial t}.$$

Au temps $t = 0$, le champ est nul partout sauf dans une mince couche à l'abscisse $x = 0$, où sa valeur est infiniment grande, soit $H_0(x)$. On pose en conséquence : $H_0(x) = A \delta(x)$ où A est une constante et $\delta(x)$ la fonction delta et l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} H_0 dx$ est finie car :

$$(2) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} H_0 dx = A \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = A \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \delta(x) dx = A$$

L'équation (1) admet une solution classique en développant H à $t = 0$ en série de Fourier (voir LANDAU et LIFSHITZ [50/]) et elle s'écrit :

$$(3) \quad H(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\chi t}} \int_{-\infty}^{+\infty} H_0(x') \exp\left[-(x-x')^2/4\chi t\right] dx'$$

x' est une variable muette qui apparaît dans les coefficients du développement $H(x, 0)$. En utilisant (2), l'expression (3) s'intègre sous la forme :

$$(4) \quad H(x, t) = \frac{A}{2\sqrt{\pi\chi t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\chi t}\right)$$

Cette équation d'évolution d'allure gaussienne dans l'espace conduit au calcul de la vitesse de diffusion de l'énergie magnétique.

L'énergie magnétique par unité de volume vaut à tout instant :

$$W(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu_0^2 H^2}{8\pi} dx$$

$$= \frac{A^2}{4\pi \chi t} \frac{\mu_0^2}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{2x^2}{4\chi t}\right) dx$$

On fait le changement de variable $u = x / \sqrt{2\chi t}$

$$W(t) = \frac{\mu_0^2 A^2}{16\pi^2 \chi t} \cdot \sqrt{2\chi t} \cdot \int_0^{+\infty} e^{-u^2} du$$

La "fonction erreur" $\int_0^{+\infty} e^{-u^2} du$, qui apparaît, prend la valeur 1 à 3‰ près lorsque sa borne d'intégration vaut 3. On coupe l'intervalle $|0, +\infty|$ en $|0, 3|$, $|3, +\infty|$.

$$W(t) = \frac{\mu_0^2 A^2 \sqrt{2\chi t}}{16\pi \chi t} \left(\int_0^3 e^{-u^2} du + \int_3^{+\infty} e^{-u^2} du \right)$$

Le deuxième terme du membre de droite est négligeable et vaut ε .

On appelle X l'abscisse au-delà de laquelle l'énergie $W(t)$ est inférieure à ε , autrement dit X est l'abscisse d'un point M qui limite la zone où se trouve l'essentiel de l'énergie magnétique.

Choisissant alors u égale à 3 il vient :

$$\frac{X}{\sqrt{2\chi t}} = 3$$

La "vitesse de diffusion" V_D est la vitesse du point M (défini pour $u = 3$)

$$V_D = \frac{dX}{dt} = \frac{3}{2} (2\mu_5 t)^{1/2}$$

On remarque que l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} H(x, t) dx$ est indépendante de t . Par contre l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu_0^2 H^2(x, t)}{8\pi} dx$, calculée entre les bornes -3 et 3 , est équivalente à la densité d'énergie et vaut :

$$W(t) = \frac{\mu_0^2 A^2 \sqrt{2\pi}}{32 \pi^2 \sqrt{\chi t}}$$

$W(t)$ est décroissant dans le temps ; cette décroissance correspond à la transformation de l'énergie magnétique en pertes par effet Joule dans un milieu conducteur.

ANNEXE III

EQUATIONS DE LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE

Le liner admet une symétrie cylindrique (voir figure 6) qui autorise à ne conserver que des composantes privilégiées pour les variables électromagnétiques :

$$\vec{H} = \begin{vmatrix} \hat{r} & \hat{\theta} & \hat{z} \\ 0 & 0 & H_z \end{vmatrix} \quad \vec{E} = \begin{vmatrix} \hat{r} & \hat{\theta} & \hat{z} \\ 0 & E_\theta & 0 \end{vmatrix} \quad \vec{J} = \begin{vmatrix} \hat{r} & \hat{\theta} & \hat{z} \\ 0 & J_\theta & 0 \end{vmatrix}$$

et $\vec{V} = \begin{vmatrix} \hat{r} & \hat{\theta} & \hat{z} \\ u & 0 & 0 \end{vmatrix}$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 4\pi \vec{J} \text{ devient : } -\frac{\partial H_z}{\partial r} = 4\pi J_\theta$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \text{ devient : } \frac{1}{r} \frac{\partial (r E_\theta)}{\partial t} = -\frac{\partial B_z}{\partial t}$$

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \text{ devient : } J_\theta = \sigma (E_\theta - u B_z) \text{ avec } u = \frac{\partial r}{\partial t}$$

Transformations des variables d'Euler en celles de Lagrange, applications.

$$a) 4\pi J_\theta = -\frac{\partial H_z}{\partial r} \quad (\text{Euler})$$

$$= -\frac{\partial H_L}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial r}$$

$$\text{d'où : } -\frac{\partial H_L}{\partial R} = 4\pi J_L \frac{\rho_L R}{\rho r}$$

On n'écrit pas les indices θ et z dans la suite mais seulement les indices E pour Euler et L pour Lagrange

On utilise la relation de passage :

$$\frac{\partial r}{\partial R} = \frac{\rho_L}{\rho} \cdot \frac{R}{r}$$

$$\begin{aligned} \text{b) } \frac{1}{r} \frac{\partial(rE_R)}{\partial r} &= \frac{E_R}{r} + \frac{\partial E_R}{\partial r} \\ &= \frac{E_L}{r} + \frac{\partial E_L}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial r} \\ &= \frac{E_L}{r} + \frac{\rho r}{\rho_i R} \cdot \frac{\partial E_L}{\partial R} \\ \text{or } -\frac{\partial B_E}{\partial t} &= -\frac{\partial B_L}{\partial t} + u \frac{\partial B_E}{\partial r} \end{aligned}$$

$$\text{d'où : } \frac{\partial E_L}{\partial R} = -\frac{\rho_i R}{\rho r} \left(\frac{\partial B_L}{\partial t} + \frac{E_L}{r} + 4\pi u J_L \right)$$

ANNEXE IV

EQUATION DE DIFFUSION DE H DONNEE EN (41) ET SA RESOLUTION

$$(1) \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \vec{V} \times \vec{H} + \chi \nabla^2 \vec{H}$$

1°) Géométrie cylindrique monodimensionnelle (r)

On appelle : u_r la composante radiale de $\vec{V}$; d'après l'annexe III il vient : $\vec{V} \times \vec{H} = \hat{\theta} (-u_r H_z)$

L'équation (1) s'écrit sur la direction $\hat{z}$

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\vec{V} \times \vec{H})_{\theta} \right] = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-r u_r H_z)$$

soit, en considérant que u_r et χ sont des termes constants :

$$\chi \nabla^2 \vec{H} = \chi \frac{1}{r} \left(\frac{\partial H_z}{\partial r} + r \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} \right)$$

$$\text{et} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = - \frac{u_r}{r} \left(H_z + r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)$$

finalement (1) s'écrit :

$$(2) \quad \frac{\partial H_z}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{\partial H_z}{\partial r} \left(\frac{\chi}{r} - u_r \right) - \frac{u_r}{r} H_z$$

2°) Géométrie plane monodimensionnelle (y)

L'équation (1) est écrite pour un plan parallèle au plan x o z animé d'une vitesse $\vec{V}$ colinéaire à l'axe y de composante u_r (voir figure 6). $\vec{H}$ a une composante $H_z(y)$.

il vient : $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & u_r & 0 \\ 0 & 0 & H_z \end{vmatrix} = \hat{x} (u_r H_z)$

et $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u_r H_z & 0 & 0 \end{vmatrix} = \hat{z} \left[-\frac{\partial(u_r H_z)}{\partial y} \right]$

le laplacien a pour composante sur $\hat{z}$ l'expression $\nabla_z^2 = \frac{\partial^2}{\partial y^2}$;
finalement (1) s'écrit :

$$(3) \quad \frac{\partial H_z}{\partial t} = -u_r \frac{\partial H_z}{\partial y} + \chi \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2}$$

3°) Résolution de l'équation dans sa forme (3)

On pose $H(y, t) = P(y) \cdot Q(t)$ et on écrit : $H_z = H$, $u_r = u$

d'après (3) il vient :

$$(4) \quad Q' - K_0 Q = 0$$

$$\frac{1}{Q} \frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{u}{P} \frac{\partial P}{\partial y} + \chi \frac{1}{P} \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = K_0$$

$$(5) \quad \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} - \frac{u}{\chi} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{K_0}{\chi} P = 0$$

l'équation (5) admet pour racines de son équation caractéristique les valeurs α_1 et α_2

$$\alpha_1 \text{ ou } \alpha_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{u}{\chi} \pm \sqrt{\frac{u^2}{\chi^2} + 4K_0} \right)$$

d'où : $H = (A_0 e^{\alpha_1 y} + B_0 e^{\alpha_2 y}) e^{K_0 t}$

Conditions initiales de diffusion. (ϵ représente l'épaisseur du liner)

$$(6) \quad \begin{cases} H(y_i, 0) = H_i = A_0 e^{\alpha_1 y_i} + B_0 e^{\alpha_2 y_i} \\ H(y_i + \epsilon, 0) = H_e = A_0 e^{\alpha_1 (y_i + \epsilon)} + B_0 e^{\alpha_2 (y_i + \epsilon)} \\ \left(\frac{\partial H}{\partial y} \right)_{y_i + \epsilon, 0} = 0 = A_0 \alpha_1 e^{\alpha_1 (y_i + \epsilon)} + B_0 \alpha_2 e^{\alpha_2 (y_i + \epsilon)} \end{cases}$$

Du système donné par les conditions initiales, il vient :

$$(7) \quad \frac{\alpha_1}{\alpha_2} e^{(\alpha_1 - \alpha_2)\varepsilon} = \frac{1 - \beta_H e^{\alpha_1 \varepsilon}}{1 - \beta_H e^{\alpha_2 \varepsilon}} \quad \text{avec } \beta_H = \frac{H_i}{H_e}$$

l'équation (7) donne une valeur implicite de la constante K_0 . Pour avoir une solution analytique, on suppose que $H_e \rightarrow 0$ et de ce fait $\beta_H \rightarrow \infty$. K_0 prend une valeur particulière qui ne satisfait plus rigoureusement le système (6). Donc si $\beta_H \rightarrow \infty$, on voit que $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha = \frac{u}{2\chi}$ et $K_0 = -\frac{u^2}{4\chi^2}$. K_0 ayant une valeur négative fixée, l'équation différentielle (4) peut se résoudre et l'équation différentielle (5) n'a besoin que de deux conditions aux limites. Il est nécessaire dans le système (6) d'abandonner une condition, par exemple la nullité de la dérivée $\partial H / \partial y$.

On retient la solution générale (cas de 1 racine double α) :

$$H = (A_0 y + B_0) e^{(\alpha y + K_0 t)}; \text{ le système (6) devient alors :}$$

$$(8) \quad \begin{cases} H_i = (A_0 y_i + B_0) e^{\alpha y_i} \\ H_e = [A_0 (y_i + \varepsilon) + B_0] e^{\alpha (y_i + \varepsilon)} = 0 \end{cases}$$

De (8) on déduit les valeurs de A_0 et B_0 et on obtient une solution de H

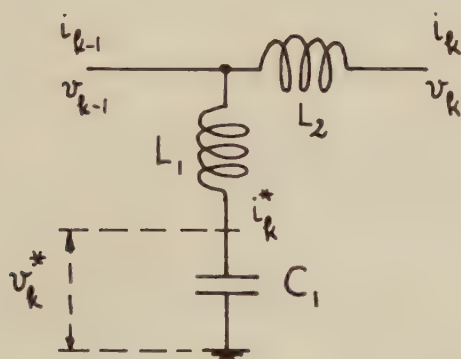
$$H = \frac{H_i}{\varepsilon} e^{-\frac{u y_i}{2\chi}} (y_i + \varepsilon - y) e^{\left(\frac{u y}{2\chi} - \frac{u^2 t}{4\chi^2}\right)}$$

ANNEXE V

CALCUL DE LA DECHARGE ELECTRIQUE D'UNE LIGNE

DE n CONDENSATEURS DANS UNE IMPEDANCE L_0

Choisissons dans la ligne une cellule de rang k dans laquelle le condensateur est chargé initialement à la tension V_0 (voir figure 56).



Dans cette cellule (cf. schéma ci-contre) les lois de Kirchhoff donnent les équations du circuit qui s'écrivent en fonction du temps selon (1) ; elles sont modifiées par la transformation de Laplace selon (2), en tenant compte de ce que initialement en $t = 0$: $i_k^* = 0$ et $q_k = C_1 V_0$.

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} q_k = C_1 v_k^* \\ v_k - v_{k-1} = L_1 \frac{di_k^*}{dt} \\ i_k^* = -\frac{dq_k}{dt} \\ i_k = i_{k-1} + i_k^* \\ v_{k-1} - v_k = L_2 \frac{di_k}{dt} \end{array} \right.$$

$$(2) \left\{ \begin{array}{l} Q_k = C_1 V_k^* \\ V_k^* - V_{k-1} = p L_1 I_k^* + (L_1 i_{k_0}^* = 0) \\ I_k^* = -p Q_k + C_1 V_0 \\ I_k = I_{k-1} + I_k^* \\ V_{k-1} - V_k = p L_2 I_k + (L_2 i_{k_0} = 0) \end{array} \right.$$

On introduit la variable d'étage $\phi_k = \phi_{k-1} = V_0$.

Les conditions à la limite sont $I_0 = 0, V_n = Z I_n$, Z étant la charge dans le cas général, $Z = R + L_0 p$ avec $R \sim 0$. On tire :

$$V_k = V_{k-1} \left(1 + \frac{p^2 L_2 C_1}{1 + p^2 L_1 C_1} \right) - p L_2 I_{k-1} - \frac{p L_2 C_1 \Phi_{k-1}}{1 + L_1 C_1 p^2}$$

$$(3) \quad I_k = I_{k-1} - \frac{p C_1}{1 + L_1 C_1 p^2} \cdot V_{k-1} + \frac{C_1 \Phi_{k-1}}{1 + p^2 L_1 C_1}$$

ou encore :

$$\begin{bmatrix} V_k \\ I_k \\ \Phi_k \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} V_{k-1} \\ I_{k-1} \\ \Phi_{k-1} \end{bmatrix}$$

en d'autres termes :

$$\vec{E}_k = M \vec{E}_{k-1}$$

où $\vec{E}_k$

est le vecteur à trois

composantes V_k, I_k, Φ_k et M : la matrice.

$$(4) \quad M = \begin{bmatrix} 1 + \frac{L_2 C_1 p^2}{1 + L_1 C_1 p^2} & -p L_2 & \frac{-L_2 C_1 p}{1 + L_1 C_1 p^2} \\ -\frac{p C_1}{1 + L_1 C_1 p^2} & 1 & \frac{C_1}{1 + L_1 C_1 p^2} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

On cherche les formes propres de M , on introduit l'ordre n et les conditions aux limites. On obtient l'expression du courant avec p pour variable :

$$(5) \quad I_n(p) = C_1 V_0 \frac{1}{Z C_1 p + (1 + L_1 C_1 p^2) \left(\frac{\operatorname{sh}(n+1)\varphi}{\operatorname{sh} n\varphi} - 1 \right)}$$

avec

$$(6) \quad \operatorname{ch} \varphi = 1 + \frac{1}{2} \frac{L_2 C_1 p^2}{1 + L_1 C_1 p^2}$$

Il reste à faire la transformation inverse de Laplace pour trouver $I_n(t)$ dans les différents cas correspondant aux valeurs de Z .

1°) Cas du court-circuit $Z = 0$

L'équation (5) se réduit à :

$$(7) \quad I_p = C_1 V_0 \frac{\operatorname{sh} n\varphi}{(1 + L_1 C_1 p^2) [\operatorname{sh}(n+1)\varphi - \operatorname{sh} n\varphi]}$$

L'inversion se résoud en cherchant les pôles et les résidus de la fonction complexe $I(p)$. Ils correspondent respectivement aux fréquences et aux amplitudes de $T(t)$. En effet $p = j\omega$, et l'équation (7) s'écrit aussi :

$$(8) \quad I_p = \frac{C_1 V_0}{2(1 + L_1 C_1 p^2)} \cdot \frac{\operatorname{sh} n\varphi}{\operatorname{sh} \frac{\varphi}{2} \cdot \operatorname{ch}(n + \frac{1}{2})\varphi}$$

Valeurs des fréquences : elles s'obtiennent par la recherche des pôles de $I(p)$ donnés par les k valeurs de φ_k telles que

$$\varphi_k = j \frac{2k+1}{2n+1} \pi$$

d'où

$$(9) \quad \omega_k^2 = \frac{1}{C_1 \left[L_1 + \frac{L_2}{2(1 - \cos \frac{2k+1}{2n+1} \pi)} \right]}$$

On peut faire une approximation si $k \ll n$; c'est-à-dire pour les premiers harmoniques* dans le cas où le nombre de cellules est suffisamment grand

$$(10) \quad \omega_k^2 = \frac{1}{C_1 \left[L_1 + \frac{L_2}{\pi^2} \left(\frac{2n+1}{2k+1} \right)^2 \right]}$$

Si $n = 1$, l'expression (9) donne la pulsation d'un circuit oscillant comprenant seulement C_1 , L_1 et L_2 .

En effet pour $n = 1$, $k = 0$; il apparaît $\cos \frac{\pi}{3} = 1/2$

$$\omega^2 = \frac{1}{C_1 (L_1 + L_2)}$$

Valeurs des amplitudes : ce sont les valeurs des résidus de $I(p)$ soient :

$$(11) \quad I(t) = \sum_{k=0}^{k=n-1} \frac{4V_e}{(2n+1)L_2} \cdot \frac{1 - (L_1 + L_2/4) C_1 \omega_k^2}{\omega_k} \cdot \sin \omega_k t$$

* Il ne s'agit pas ici de fréquences multiples d'une fondamentale. On a néanmoins gardé le terme harmonique.

En utilisant $1 - L_1 C_1 \omega_k^2 = \frac{L_2}{L_2 + L_1 \left(1 - \cos \frac{2k+1}{2n+1} \pi\right)}$
il vient aussi :

$$(12) \quad I(t) = \sum_{k=0}^{n-1} \frac{2V_0}{2n+1} \cdot \frac{1}{\omega_k} \cdot \frac{1 + \cos \frac{2k+1}{2n+1} \pi}{L_2 + L_1 \left(1 - \cos \frac{2k+1}{2n+1} \pi\right)} \cdot \sin \omega_k t$$

On voit que les amplitudes de tous les harmoniques sont positives.

Les courbes de la figure 87 donnent l'allure du courant $I(t)$ de court-circuit. Les valeurs des paramètres correspondent à celles d'un banc effectivement réalisé : $f_1 = 167$ kc/s, $C_1 = 15$ μ F, $L_1 = 60$ nH, $L_2 = 6$ nH, $L_{SG} = 10$ nH.

L'examen de ces courbes permet de donner les conclusions suivantes :

- a) L'approximation de la composante fondamentale ($k = 1$) donne l'allure de l'intensité pour un n donné, car les harmoniques ont des amplitudes faibles par rapport à celles de cette composante.
- b) Les premiers termes correctifs de l'amplitude font apparaître des irrégularités dans la courbe $I(t)$. Il se produit des dépassements notables en amplitude par rapport à une décharge sinusoïdale pour des valeurs élevées de n .
- c) La pente du premier front augmente sensiblement avec n .

2°) Cas où $Z = L_0 p$

Une méthode de résolution analogue conduit à des résultats littéraires à peu près aussi simples que ceux correspondant au cas précédent.

Valeurs des fréquences : elles s'obtiennent par la recherche des pôles de $I(p)$ donnés par les k valeurs de φ_k telles que :

$$\operatorname{ch}\left(n+\frac{1}{2}\right) \varphi_k = \frac{L_0}{L_0+L_2} \cdot \operatorname{ch}\left(n-\frac{1}{2}\right) \varphi_k$$

c'est-à-dire: $\cos\left(n+\frac{1}{2}\right) \Psi_k = \frac{L_0}{L_0+L_2} \cdot \cos\left(n-\frac{1}{2}\right) \Psi_k$ avec $\varphi = i \Psi$

d'où

$$(13) \quad \omega_k^2 = \frac{1 - \cos \Psi_k}{C_1 \left[L_2/2 + L_1(1 - \cos \Psi_k) \right]}$$

Nous pouvons faire la même remarque qu'à propos de l'expression (10). Si $n = 1$, l'expression (13) donne la pulsation d'un circuit oscillant comprenant $C_1 L_0 L_1 L_2$ c'est-à-dire :

$$\omega^2 = \frac{1}{C_1 (L_0 + L_1 + L_2)}$$

Valeurs des amplitudes : elles correspondent aux valeurs des résidus de $I(p)$ soient :

$$(14) \quad I(t) = \sum_{k=0}^{k=n-1} 4V_0 \frac{1 - (L_1 + L_2/4) C_1 \omega_k^2}{(2n+1)L_2 + 2L_0 + \frac{2nL_0(L_2+L_0)C_1\omega_k^2}{1 - L_1C_1\omega_k^2}} \cdot \frac{\sin \omega_k t}{\omega_k}$$

Ces formules sont rigoureusement exactes. Il reste bien entendu à déterminer les ω_k à partir de l'égalité entre cosinus.

Nous faisons ici la même remarque que celle énoncée après (12) : la fréquence la plus petite représente bien à elle seule l'allure du courant $I(t)$. On montre en effet que les amplitudes des composantes de $I(t)$ données par (14) sont les plus grandes quand les ω_k sont les plus petits, sous la réserve de ne pas faire un choix sur les paramètres n , L_1 , L_2 et L_0 tel qu'il apparaisse des résonances. Une telle éventualité peut arriver si l'inégalité suivante n'est pas satisfaite ; ce cas paraît très peu probable.

$$\frac{(2n+1)L_2 - 2L_0}{2n} < \frac{L_0^2}{4}$$

Nous donnons sur la figure 88 les courbes $I(t)$ de décharge d'une ligne à 7 condensateurs, dans une inductance L_0 . La décharge devient sinusoïdale et perd ses irrégularités dès que L_0/L_2 est supérieur à 10.

3°) Application aux bancs d'énergie

Un banc peut être représenté par une ligne à n éléments, équivalente à un groupement de N ensembles identiques en parallèle et l'inductance L_0 est la somme des inductances suivantes : éclateurs (L_{SG}), raccordement et charge utile : L_u .

D'après (13) on déduit la fréquence d'oscillation de l'ensemble

$$f_n = f_1 \left(\frac{1 - \cos \varphi}{\frac{L_2}{2L_1} + 1 - \cos \varphi} \right)^{1/2}$$

$$\varphi \text{ est donné par : } \cos\left(n + \frac{1}{2}\right)\varphi = \frac{A}{A+1} \cos\left(n - \frac{1}{2}\right)\varphi \quad \text{avec } A = \frac{L_0}{L_2}$$

Il en résulte immédiatement la valeur de l'inductance totale L_T qu'introduit la relation :

$$f_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(nC_1 L_T)^{1/2}}$$
$$L_T = \frac{1}{n} \cdot \frac{L_2/2 + L_1(1 - \cos \varphi)}{1 - \cos \varphi}$$

Les valeurs de $1 - \cos \varphi$, fonction de A et n, apparaissent sur la page suivante. Il est souvent utile de connaître la valeur de l'inductance équivalente du banc d'énergie : L_E

$$L_E = L_T - L_u$$

Le rendement électrique ρ_{el} s'exprime par le rapport L_u/L_T . Les figures 89 et 90 donnent les courbes des fréquences et de rendement suivant les valeurs de A, c'est-à-dire de L_0 .

Les courbes de fréquences montrent que pour les valeurs élevées de L_0 , la période ne varie pas sensiblement avec n, alors que pour les valeurs faibles de L_0 , la période suit les variations de n. Les courbes de rendement indiquent une valeur proche de l'unité quelque soit pratiquement n, pour des L_0 grands. Dans le cas des faibles valeurs de L_0 , le rendement varie dans le même sens que n jusqu'à une valeur maximum qui s'étale de $n = 6$ à $n = 8$.

TABLE DONNANT LES VALEURS DE $1 - \cos \varphi$ d'après l'égalité $\cos(n + \frac{1}{2})\varphi = \frac{A}{A+1} \cos(n - \frac{1}{2})\varphi$

$\begin{array}{c} A \\ \backslash \\ n \end{array}$	3,166	6	10	20
1	0,12001923 E 00	0,71428597 E-01	0,45454532 E-01	0,23809530 E-01
2	0,56421325 E-01	0,34440383 E-01	0,22211015 E-01	0,11753066 E-01
3	0,35010122 E-01	0,21989487 E-01	0,14403909 E-01	0,77290386 E-02
4	0,24457879 E-01	0,15785396 E-01	0,10501064 E-01	0,57102963 E-02
5	0,18274114 E-01	0,12094855 E-01	0,81666335 E-02	0,44995770 E-02
6	0,14267027 E-01	0,96630156 E-02	0,66178888 E-02	0,36933720 E-02
7	0,11492722 E-01	0,79497397 E-02	0,55184066 E-02	0,31184778 E-02
8	0,94791576 E-02	0,66843331 E-02	0,46996474 E-02	0,26882216 E-02
9	0,79648718 E-02	0,57162419 E-02	0,40678680 E-02	0,23543909 E-02
10	0,67939609 E-02	0,49551129 E-02	0,35668090 E-02	0,20880774 E-02
$\begin{array}{c} A \\ \backslash \\ n \end{array}$	30	100	500	1 000
1	0,16129032 E-01	0,49505010 E-02	0,99801272 E-03	0,99950182 E-03
2	0,79994872 E-02	0,24691224 E-02	0,49875677 E-03	0,24969131 E-03
3	0,52807629 E-02	0,16411096 E-02	0,33230335 E-03	0,16640872 E-03
4	0,39202869 E-02	0,12269542 E-02	0,24906546 E-03	0,12476742 E-03
5	0,31039864 E-02	0,97842515 E-03	0,19912422 E-03	0,99778175 E-04
6	0,25600120 E-02	0,81273168 E-03	0,16582757 E-03	0,83126128 E-04
7	0,21717325 E-02	0,69437921 E-03	0,14204532 E-03	0,71227551 E-04
8	0,18808097 E-02	0,60561299 E-03	0,12420863 E-03	0,62301755 E-04
9	0,16547889 E-02	0,53658336 E-03	0,11033565 E-03	0,55357814 E-04
10	0,14742017 E-02	0,48136711 E-03	0,99234283 E-04	0,49807131 E-04

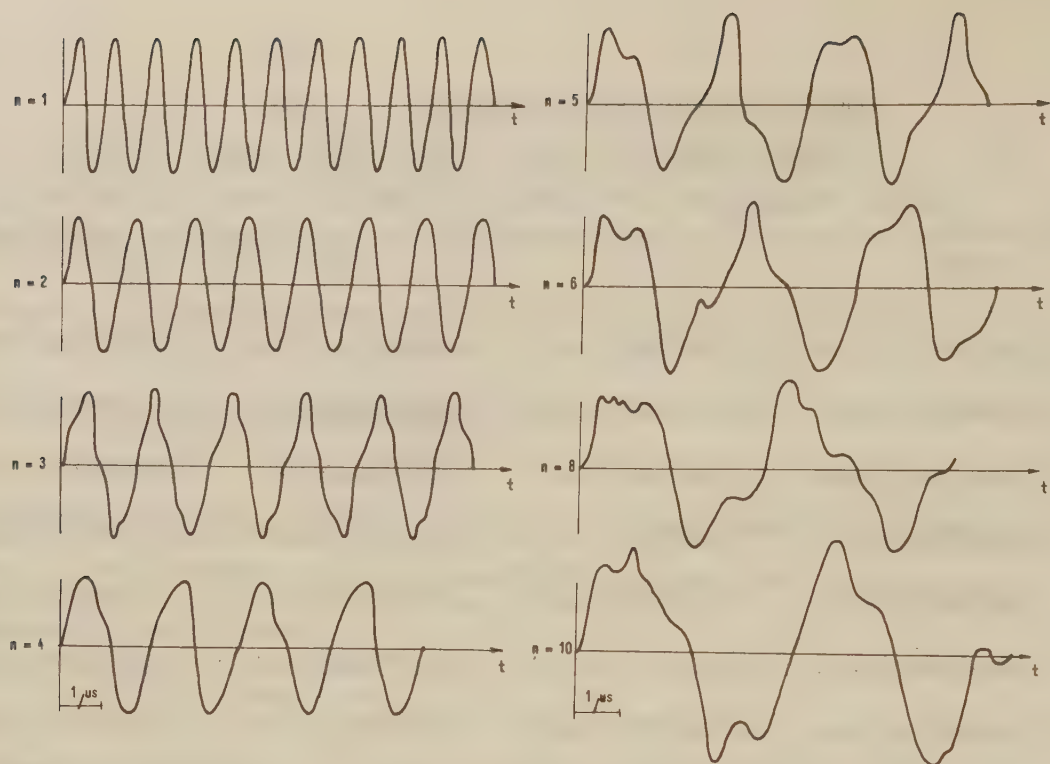


FIG. 87 - DECHARGES EN C/CT DE LIGNES A n CELLULES

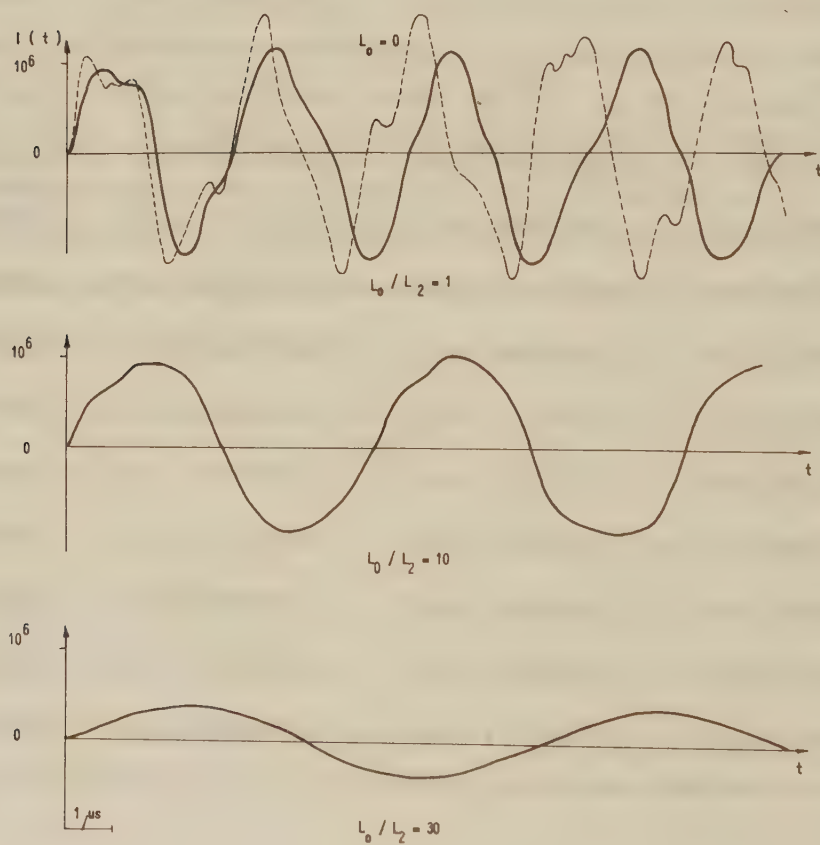


FIG. 88 - DECHARGE D'UNE LIGNE ($n = 7$) DANS L'INDUCTANCE L_0

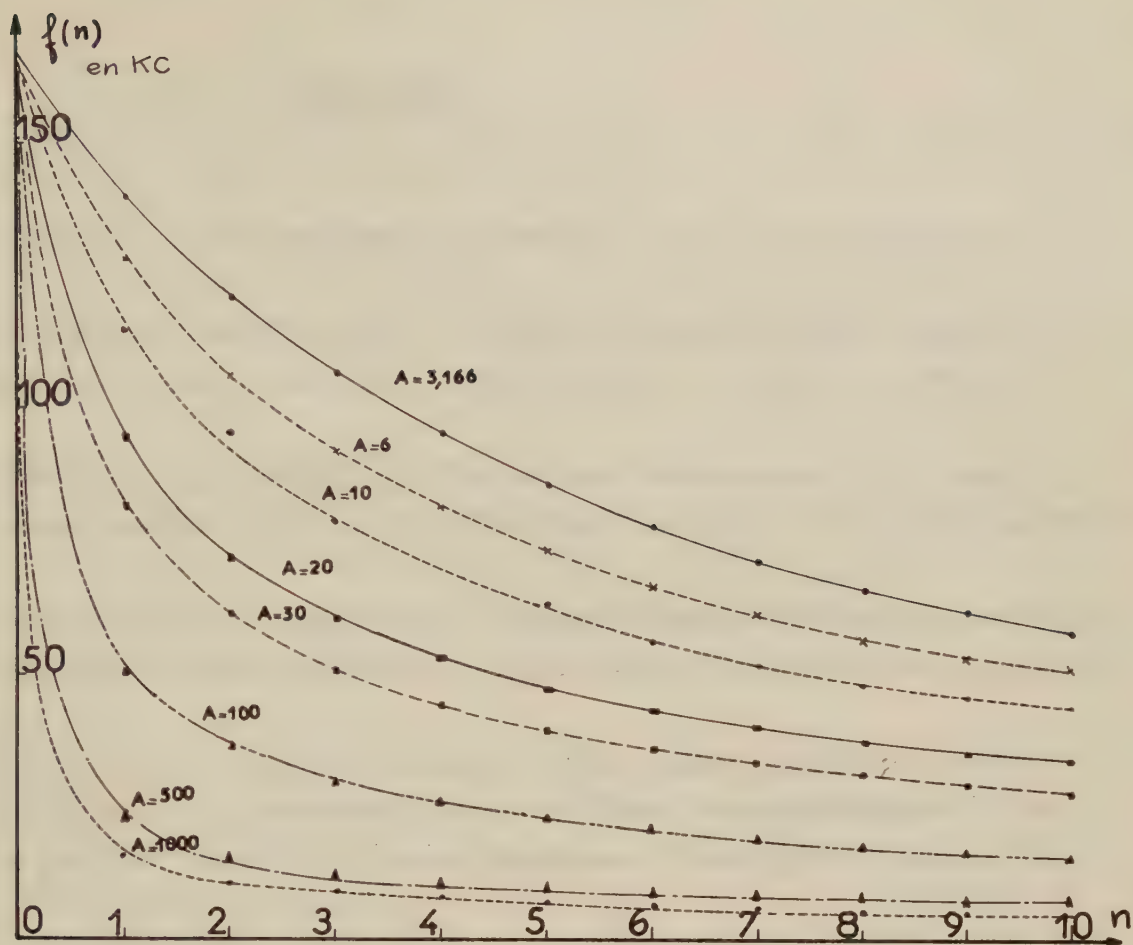


FIG. 89 - Variation de la fréquence de décharge d'un banc d'énergie suivant les valeurs de $A = L_0/L_2$ et de n .

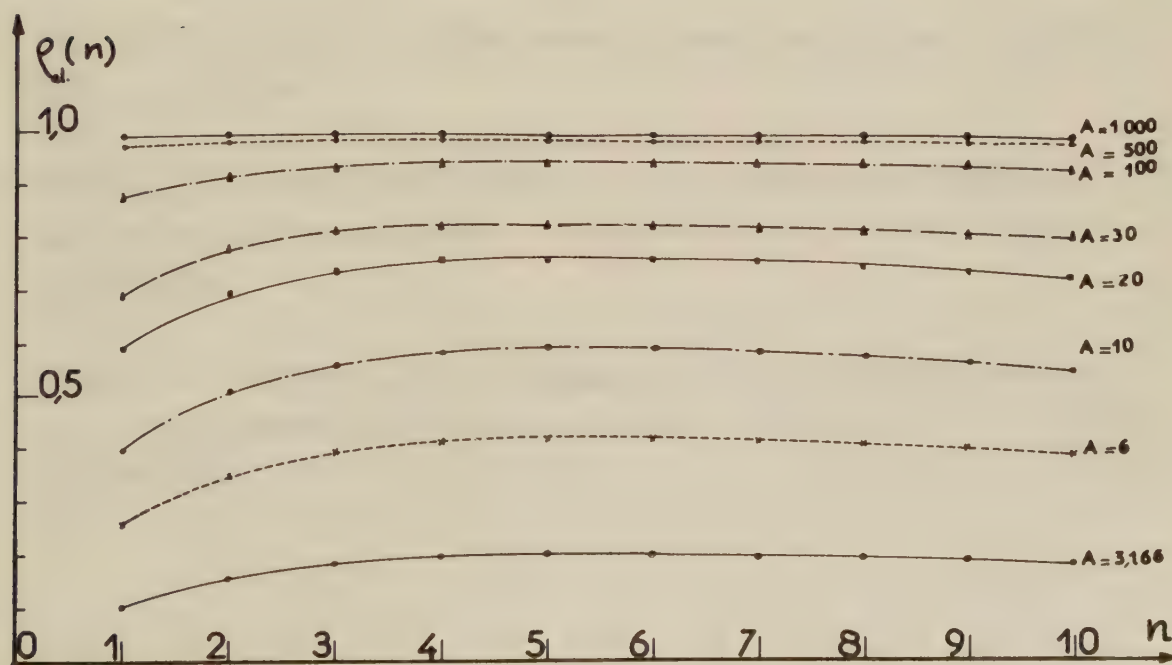


FIG. 90 - Variation du rendement électrique p_{e1} d'un banc d'énergie en fonction de n .

REFERENCES

- ∠1/ BITTER (F.).- National Magnet Laboratory.- M.I.T. Massachusetts, U.S.A.
- ∠2/ FURTH (H.P.), WANIEK (R.W.).- Production and Use of High Transient Magnetic Fields.- Rev. Sci. Inst. Vol 27, n° 4, 1956, pp. 195-203.
- ∠3/ FONER (S.), KOLM (H.H.).- Coils for the Production of High Intensity Pulsed Magnetic Fields.- Rev. Sci. Inst. Vol. 28, n° 10, 1957, pp.799-807.
- ∠4/ SHEARER (J.W.).- Interaction of Capacitor Bank Produced Magnetic Field with Small Single Turn Coil.- J. Appl. Phys., submitted for publication.
- ∠5/ RIOUX (Ch.).- Etude et réalisation d'une dynamo unipolaire à régime impulsif ne comportant pas de matériaux ferromagnétiques.- Thèse de Doctorat d'Etat Es-Sciences Physiques.- Annales de Physique, Vol. 9, n°11-12, 1964, p. 729.
- ∠6/ CNARE (E.C.).- Magnetic Flux Compression by Magnetically Imploded Metallic Foils.- J. Appl. Phys.- Vol 37, n° 10, 1966, pp. 3812-3816.
- ∠7/ LATAL (H.G.).- Theory of CNARE Effect.- Annals of Physics, Vol. 42, 1967, pp. 352-364.
- ∠8/ FOWLER (C.M.), GARN (W.B.), CAIRD (R.S.).- Production of Very High Magnetic Fields by Implosion.- J. Appl. Phys. Vol. 31, n° 3, 1960, pp. 588-594.
- ∠9/ HERLACH (F.), KNOEPFEL (H.).- Megagauss Fields Generated in Explosive Driven Flux Compression Devices.- Rev. Sci. Inst. Vol. 36, n° 8, 1965, pp.1088-1095.

- /10/ LEWIN (J.D.), SMITH (P.F.).- Production of Very High Magnetic Fields by Flux Compression.- Rev. Sci. Inst. Vol. 35, n° 5, 1964, pp. 541-548.
- /11/ SAKHAROV (A.D.) et alii.- Magnetic Cumulation.- Sov. Phys. Dokl., Vol. 10, n° 11, May 1966, pp. 1045-1047.
- /12/ AYCOBERRY (C.), PAPILLON (Y.), PLANTEVIN (J.P.).- Communication privée.
- /13/ BRIN (A.), BESANÇON (J.E.), CHAMPETIER (J.L.), PLANTEVIN (J.P.), VEDEL (J.).- Magnetic Field Compression.- Proceedings of the Conference on Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments, Frascati, Italy, September 21-23, 1965, Eur. 2750.e pp. 21-36.
- /14/ BERGER (J.), VIARD (J.).- Physique des Explosifs Solides.- Dunod, 1962, pp. 255-282.
- /15/ FAUQUIGNON (C.) et alii.- Etude de la structure des ondes de détonation dans les explosifs solides.- Congrès de Chimie Industrielle, Bruxelles, 1966, Gr. X, S 24, 234.
- /16/ DUFF (R.E.), HOUSTON (E.).- Measurement of the Chapman-Jouguet Pressure and Reaction Zone Length in a Detonating High Explosive.- J. Chem. Phys., Vol. 23, n° 7, 1955, pp. 1268-1273.
- /17/ CHANDRASEKHAR (A.).- Plasma Physics.- Cours de l'Université de Chicago, 1948, pp. 10-21.
- /18/ KULIKOVSKIY (A.G.), LYUBIMOV (G.A.).- Magnetohydrodynamics.- Addison Wesley Publis., 1965, pp. 18-37.
- /19/ ZEL'DOVICH (Y.B.), RAIZER (Y.P.).- Physics of Shock waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena.- Academic Press, 1966, pp. 652-684

- /20/ MOTT (N.F.), JONES (H.).- The Theory of the Properties of Metals and Alloys.- Clarendon Press, Oxford, 1936, pp.240-302.
- /21/ SOMON (J.P.).- Sur l'obtention de champs magnétiques intenses au moyen d'une implosion cylindrique.- Thèse de Doctorat Es-Sciences Physiques.- ORSAY, 1968, pp. 33-39, 43-45.
- /22/ SHNEERSON (G.A.).-Surface Effect in Strong Magnetic Fields.- Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 12, n° 3, September 1967, pp. 368-373.
- /23/ BRIDGMAN (P.W.).- The Physics of High Pressures.- G. Bell and Sons, Ltd, LONDON, 1949, pp. 257-294.
- /24/ KNOEPFEL (H.), LUPPI (R.).- The Electrical Conductivity of Metals at very High Temperatures.- Fourth Conference on the Exploding Wire Phenomenon, BOSTON, October 1967, Vol. 4, W.G. Chace, H.K. Moore (ed.).
- /25/ BERNARD (J.), JOUYS (J.C.).- Etude du comportement électrique de différents générateurs magnétohydrodynamiques à explosif.- Rapport C.E.A.-R-3714, 1968.
- /26/ DELCROIX (J.L.).- Physique des Plasmas Ionisés, Dunod 1963, pp.253-282.
- /27/ VON NEUMANN (J.), RICHTMEYER (R.D.).- A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks.- J. Appl. Phys., Vol. 21, 1950, p. 232.
- /28/ GASNIER (E.).-Equation d'état semi-empirique des métaux.- Symposium H.D.P., (I.U.T.A.M.), Paris, septembre 1967, Dunod pp. 131-136.
- /29/ SLATER (J.C.).- Introduction to Chemical Physics.- Mac Graw Hill, 1939, pp. 199-221.

- ∠30/ PACK (D.C.), EVANS (W.N.), JAMES (J.H.).- The Propagation of Shock Waves in Steel and Lead.- Proc. Roy. Soc., Vol. 60, 1st August 1948, p. 337.
- ∠31/ DUGALE (J.S.), Mac DONALD (D.K.C.).- The Thermal Expansion of Solids.- Phys. Rev. Vol. 89, 1953, pp. 832-834.
- ∠32/ BARBRY (H.), DELALEAU (J.).- Communication privée.
- ∠33/ LEHNER (G.), LINHART (J.G.), SOMON (J.P.).- Limitations on Magnetic Fields obtained by Flux Compression.- Nuclear Fusion, Vol. 4, 1964, p.362.
- ∠34/ HERLACH (F.).- Flux Loss and Energy Balance in Magnetic Flux.- Compression Experiments.- J. Appl. Phys. Vol. 39, n° 11, 1968, pp. 5191-5204.
- ∠35/ SPEIGHT (C.S.).- Theoretical and Experimental Field Limitations in Cylindrical Flux Compression Experiments.- A.W.R.E. Report n° O-71/67, December 1967.
- ∠36/ ZIMAN (J.M.).- Electrons and Phonons.- Clarendon Press, OXFORD, 1960, pp. 334-418.
- ∠37/ SPITZER (L.).- Physique des gaz complètement ionisés.- Dunod 1959, p. 91.
- ∠38/ LEHNER (G.).- Maximum Magnetic Fields Obtainable by Flux Compression : Limitations due to the Diffusion of Magnetic Fields.- Proceedings of the Conference on Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments, Frascati, Italy, September 21-23, 1965, Eur. 2750 e pp. 55-66.
- ∠39/ KIDDER (R.E.).- Compression of Magnetic Field Inside a Hollow Explosive Driven Cylindrical Conductor.- Proceedings of the Conference on Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments, Frascati, Italy, September 21-23, 1965, Eur. 2750 e pp. 37-54.

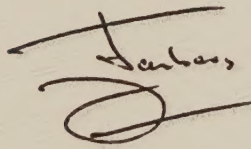
- /40/ Sir GEOFFREY-TAYLOR.- The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Plane.- Proc. Roy. Soc. Vol. A 201, 1950, pp. 192-196.
- /41/ CHAMPETIER (J.L.) et alii.- Remarques sur les instabilités superficielles.- C.R. Acad. Sc. Paris, t. 261, 1965, pp. 2825-2828.
- /42/ BESANÇON (J.E.), COUAIRON (M.).-Communication privée.
- /43/ JAREM (J.), WATSON (M.).- Taylor Instability of an Incompressible Plasma under Variable Accelerator.- Proceedings 5th International Conference on Ionization Phenomena in Gases, 28 août 1961 - 1er septembre 1961, MUNICH, Vol. 2, pp. 2299-2309.
- /44/ COUAIRON (M.), BESANÇON (J.E.).- Communication privée.
- /45/ CHAMPION (K.S.W.).- The Production of Pulsed Magnetic Field using Condenser Energy Storage.- Proc. Phys. Soc. LONDON, 1950, B. 38, pp. 795-806.
- /46/ COCKCROFT (J.D.).- The Design of Coils for the Production of Strong Magnetic Fields.- Phil. Trans. Roy. Soc. LONDON, A 227, 1928, pp. 317-343.
- /47/ BESANÇON (J.E.), MORIN (J.), VEDEL (J.).- Production de champ magnétique intense par implosion de tubes en cuivre non fendus.- C.R. Acad. Sc. Paris, t. 271, août 1970, pp. 397 B-399 B.
- /48/ BESANÇON (J.E.), VEDEL (J.).- Production de champs magnétiques intenses par compression à l'aide d'explosif.- Les Champs Magnétiques Intenses.- Edition CNRS Paris, 1967, p. 345.

/49/ BESANÇON (J.E.), MORIN (J.), VEDEL (J.).- Compression cylindrique par explosif d'un flux magnétique ; phase de rebondissement.-C.R. Acad. Sc. Paris, t. 267, décembre 1968, pp. 1319-1322.

/50/ LANDAU (L.D.), LIFSHITZ (E.M.).- Fluid Mechanics.- Pergamon Press, 1959, p. 192.

Manuscrit reçu le 24 Avril 1970

Vu et approuvé
Orsay, le 9 juin 1971
Le Vice Président du Centre d'Orsay

A handwritten signature in dark ink, appearing to be "J. L. L.", with a stylized flourish at the end.

